UUSQUSPQPYU ACTPODN3NKA

HOGEDL 1001

TOM 17

TOM 17 HONDED, 1901 BBILLYC	. T 4
ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. XV: Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян	619
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 298=IC 1182—4 · · · · · · · · · Л. П. Метик, И. И. Проник	62 9
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 1066 \cdots В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова	643
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССАЕДОВАНИЕ ОДНОГО КВАЗИЗВЕЗДНОГО ОБЪЕКТА \cdots М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян	661
UBVR-ФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж	667
ОДНОРОДНАЯ ВЫБОРКА ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК. III. ОСОБЕННОСТИ КИНЕМАТИКИ И СТРУКТУРЫ $\cdots \cdots \mathcal{U}$. \mathcal{U} . \mathcal{U} . Караченцее	675
ОДНОРОДНАЯ ВЫБОРКА ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК. IV. ОРИЕНТАЦИЯ, МОМЕНТЫ ВРАЩЕНИЯ, ПЕКУЛЯРНЫЕ ДВИЖЕНИЯ	600
И. Д. Караченцев	693
К ОЦЕНКЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЙ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК М. А. Аракелян, А. Г. Крицук	7 09
ВАЖНЫЙ СЕЛЕКЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАЛАКТИК ПО СКОРОСТЯМ $\cdots \ \mathcal{B}$. И. Фесенко	719
АНАЛИЗ КРИВОЙ БЛЕСКА SU ВОЗНИЧЕГО ЗА 1900—1979 ГГ.	727
ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ, ИЗОТРОПНО РАССЕИВАЮ- ЩИХ АТМОСФЕРАХ $\cdots \cdots \cdots$	735

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Խմբագրական կոլեգիա

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորթացկի, Յա. Բ. Ջելդուլիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Լ. Ի. Սեդով, Վ. Վ. Սոբոլև (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քայլօյլյան (պատասխանատու քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, В. Г. Горбацкий, 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. Товмасян

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

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

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

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-6 գիտական ճանդես է, ուր նւատասակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից։ Հանդեսը ապագրում է ինքնատիպ ճողվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաթաջխության և աստղակաիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանմանակից թնագավառների գծով։

Հանդհոր նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանաների և թարձր կուր-

սերի ուսանողների ճամաբ։

Հանդեսը լույս է տեսնում տաբեկան 4 անգամ, 1 ճամաբի արժեն է 1 ռութլի, թաժաճուղագինը 4 ռութլի մեկ տարվա ճամար։ Բաժանուղագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի թոլու թաժանմունքներում, իսկ արտասանմանում «Մեժդունաբողնայա կնիգա» գործակալության միչույսվ, Մոսկվա, 200։

О Ивантельство АН Арм. ССР, Астрофизика 1981.

АСТРОФИЗИКА АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

выпуск 4

УДК 524.7

ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. XV

Б. Е. МАРКАРЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, Дж. А. СТЕПАНЯН Поступила 10 сентября 1981

Представляется XV список галактик, обладающих избыточным излучением в ультрафиолете. Список содержит данные для 101 галактики, у 82 из них обнаружено или заподозрено наличи: эмиссионных линий в спектре. Присутствие сейфертовских особенностей можно ожидать у объектов № 1400, 1447, 1457 и 1485 и квазизвездную природу у объекта № 1413. Первые в таблице отмечены одной звездочкой, последний — двумя.

В настоящем списке приведены данные для 101 галактики, обладающей заметным или значительным избытком излучения в ультрафиолетовой части спектра. Это последний из серии опубликованных списков [1—3] галактик с УФ континуумом, обнаруженных в ходе проводимого нами спектрального обзора северного неба. Наблюдения по обзору были завершены в 1978 году, а этим списком завершается публикация данных обнаруженных галактик.

Таким образом, число обнаруженных нами галактик, обладающих необычным для галактик интенсивным ультрафиолетовым излучением, достигло 1500. Обзором покрыта область примерно 15000 квадратных градусов, так что в среднем на десять квадратных градусов приходится одна галактика с ульграфиолетовым избытком в излучении.

Данные о границах покрытой обзором области и о распределении обнаруженных в ней галактик, обладающих необычно сильным ультрафиолетовым излучением, авторы намерены опубликовать после завершения их обстоятельного спектрального исследования. Отметим лишь, что предельная величина галактик на снимках обзора не одинакова, она меняется в пределах 16.5—17^m.5 в зависимости от условий наблюдений. Предельная величина не одинакова и для галактик разных типов по нашей классифи-

 T_{abauya} f СПИСОК ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. XV

№	Галак-	Коор	динаты	Размеры	m _{Pg}	Спектраль-
145	тика	α ₁₉₅₀	81950	1 d sacepta	PR	ный тип
1	2	3	4	5	6	7
1400*		2 ^h 17 ^m 7	+ 7 59'	20× 8″	1575	s2e
1401		46.2	- 0 12	10	15.5	ds3e:
1402		51.9	+ 2 10	8	16	d3
1403		3 00.4	— 1 35	25×10	16	d3
1404		10.3	— 7 46	14	15	sd2e:
1405	6— 9— 6	40.7	+39 07	25×18	13.5	sd2e
1406		7 25.7	+55 09	14×10	16	ds2e:
1407	5—18—16	28.1	+31 51	16×12	16.5	sd3e:
1408		31.7	+56 10	12	16.5	ds2e:
1409		41.6	-⊢53 33	10× 7	17	d2
1410		43.4	55 05	10× 7	17	d2e
1411	10-12-11	50.2	+58 25	23×14	15	sd2e
1412	9—13—99	55.5	+55 25	30×14	14.5	s3e:
1413**		58.7	+73 25	8	17	sl
1414		8 48.0	— 2 55	25×13	16	ds3
1415	9-15-110	9 10.3	+52 27	10	16.5	d3
1416		17.3	52 48	10× 7	17	dle
1417		23.6	+58 50	14×10	16.5	sd2e
1418	8-18-21	37.1	+48 34	28×20	14.5	sd2e:
1419	2960	38.0	+ 3 48	37×30	15	sd2e:
1420		38.8	+48 14	14× 9	15.5	d2
1421		39.0	+61 07	8	17	sd2e
1422		39.3	+12 27	12	16	sd2e
1423	10-14-33	39.5	+59 12	18	15.5	sd2e
1424		42.9	+57 21	20×10	16.5	sd1e
1425	9-16-51	44.5	+54 15	12	15.5	sd2
1426		46.1	+48 48	12× 7	16.5	d3e:
1427		51.8	+42 03	15×12	16.5	d3
1428		10 02.1	+ 44 34	14×12	17	d2e:
1429		13.0	+64 31	8	16.5	ds2
1430		18.4	+65 15	10	16	ds2e:
1431		20.3	+61 00	24×16	15.5	sd3e:
1432		23.7	+47 20	10	16	ds3e:
1433	9-17-73	30.6	→ 52 38	22×15	15.5	sd3e:
1434		30.9	+58 19	8	16.5	dsle
1434		30.9	+58 19	8	16.5	1

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
1435	9-18-1	10 ^h 33 ^m 7	+55°03′	15"	16 ^m 5	sd2
1436	, 10 1	38.8	+62 23	14× 8	16	sd3e:
1437		43.0	+12 33	8	- 17	d2
1438		44.9	+13 35	8	16.5	sd2e:
1439		45.6	+13 28	14× 9	15.5	s3e:
1440		46.3	+23 18	9× 6	17	d2e:
1441		47.5	- +59 21	12× 8	17	sd2e:
1442		48.6	+59 57	7	17	sd2e
1443	3600	11 13.0	+41 52	50×20	13.5	d2e
1444		14.6	+51 42	15	16	d2e=
1445		14.7	+51 44	12× 7	16.5	ds2e
1446	9-19-81	24.7	+54 11	12× 8	16.5	sd2e
1447*		27.7	+49 51	14×10	16	s2e
1448		32.0	- 50 22	6	17	dsle
1449		33.8	+21 42	14	16	d3
1450		35.8	+58 09	13	15.5	sdle
1451		40.8	+53 46	8	16.5	sdle
1452	9-19-165	41.0	+55 19	23×15	15.5	sd3e:
1453		42.4	+31 07	10	15.5	ds3e
1454		42.7	+21 36	18×11	16	d2
1455		42.7	+55 48	14×11	16	sd3
1456		44.5	+52 45	12× 8	16	d3e:
1457*		44.6	+52 43	15	15	s2e:
1458		44.8	+52 43	15	15	s3e:
1459		45.4	+22 05	7	17	sdle
1460		48.2	+48 30	8	17	d2e:
1461		48.3	+21 25	12×10	16	ds2e
1462		48.3	+21 28	9× 7	17	ds3e:
1463	4-28-70	48.6	+21 16	12× 9	16	d3e:
1464	-	53.5	+43 52	20×14	15.5	ds2e:
1465		12 00.7	+51 41	8	17	d1e
1466	4123	05.6	+ 3 10	27×18	15.5	sd2e
1467		11.3	+43 00	15× 8	16.5	d3e:
1468	10-18-13	13.5	+ 59 45	27×13	15.5	ds2e:
1469	9-20-136	13.6	+51 06	16×10	15.5	sd2e
1470		14.3	+44 22	10	16.5	sd3
1471		16.1	+46 03	8	16.5	d2e:

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
1472	1	12,19,00	+53°27′	16×10"	16"	sd2e
1472	10-18-40	22.1	+60 24	13	16	sdle
1473	10-10-40	24.2	+43 22	14×10	16.5	d3e
1474		26.6	+44 16	14	16.5	sd2e
	10-18-85	49.9	+60 48	16× 9	17	sdle
1476	7-27-56	13 13.9	+41 45	22×14	15.5	d2e
1477	1-21-50		+59 21	18	14.5	d2e:
1478		23.5		10	16.5	ds2e
1479		33.0	+51 52	10		sdle
1480		41.1	+52 57	6	16.5	dle
1481		41.2	+52 56		17	
1482		42.4	+15 47	8× 7	15.5	s3e
1483		45.3	+ 39 56	11× 8	16.5	ds2e:
1484	7-28-71	46.7	+41 58	13×11	15.5	sd3
1485*	5350	51.3	+40 36	15	15	sdle:
1486		58.1	+57 38	11× 7	17	sdle:
1487		59.2	+45 04	13× 8	16.5	d3
1488		59.5	·+ 52 0 7	15	15.5	sd2e:
1489	1020-72	14 05.0	+60 16	15×11	16.5	sd2e:
1490		17.8	+49 29	15	16	s3e:
1491		37.0	+ 3 45	11× 7	16.5	d2e:
1492		48.8	- ⊢60 22	10	16.5	sdle
1493		51.6	+60 18	16×13	16	ds2e:
1494		59.3	+10 37	21×13	15.5	s3e
1495		15 06.7	+57 48	14	16.5	ds2e
1496		52.5	+16 46	24×12	14.5	d3
1497	8-30-16	16 25.7	+49 39	20×15	14	s3e:
1498		26.8	+51 53	10	17	d3e
1499	1	34.2	+52 18	12×10	16.5	dsle
1500		40.8	+51 36	12×10	16.5	sd1e

Примечания к списку

- 1400 Линзовидная. Имеет звездообразное ядро. Возможно наличие сейфертовских особенностей.
- 1401 Сферическая, компактная с короной.
- 1402 Тесно-двойная. На севере в контакте слабая звезда.
- 1403 Ядерная область, по-видимому, спиральной галактики.
- 1404 Сферическая, с нерезкими границами.
- 1405 Сфероидальная, со слабой оболочкой.

- 1406 Сферондальная.
- 1407 Сферондальная, вытянута по о.
- 1408 Сферическая, с диффузной короной.
- 1409 Овальная, с выбросом на SE.
- 1410 Овальная. Вытянута по δ. Имеет диффузную протяженную оболочку.
- 1411 Сфероидальная.
- 1412 Линзовидная. Вытянута с NE на SW.
- 1413 Звездообразная, на картах Паломарского обозрения и на наших снимках не отличается от звезд. По распределению энергии в спектре похожа на QSO. Предсказывается наличие природы QSC.
- 1414 Сфероидальная. Вытянута по д.
- 1415 Ядерная область пекулярной галактики.
- 1416 Овальная. Вытянута с NW на SE. В спектре наблюдается H_2 , $(N_1 + N_2 + H_3)$ и λ 3727.
- 1417 Сферондальная. В спектре намечаются H_1 и $(N_1 + N_2 + H_3)$.
- 1418 На картах Паломарского обозрения структура галактики не ясна. На спектральных снимках наблюдается звездообразное ядро, окруженное диффузной оболочкой.
- 1419 Сфероидальная. В спектре наблюдаются очень сильные H_a и ($N_1 + N_2 + H_B$).
- 1420 По-видимому, малоразвитая спиральная галактика. Имеет выступ на SE.
- 1421 Почти сферическая.
- 1422 Сферическая галактика со слабой короной.
- 1423 Центральная область относительно яркой галактики с обширной короной.
- 1424 Сфероидальная. Тесно-двойная. В спектре наблюдаются H_a и $(N_1+N_2+H_3)$ у обоих компонентов.
- 1425 Ядерная область пекулярной галактики. Наблюдается очень сильная На.
- 1426 Овальная. Вытянута почти по а.
- 1427 Сфероидальная. Вытянута с NE на SW.
- 1428 Сфероидальная.
- 1429 Сферическая, очень компактная. Почти не отличается от звезд.
- 1430 Сферическая, очень компактная.
- 1431 Тесно-двойная, компоненты в контакте и расположены по о.
- 1432 Овальная. Имеет спутник в контакте на NE.
- 1433 Ядерная область SB галактики.
- 1434 Сферическая, очень компактная. В спектре наблюдаются сильные H_0 , $(N_1 + N_2 + H_3)$ и λ 3727.

- 1435 Восточный, более яркий компонент двойной системы.
- 1436 Сфероидальная. Вытянута по 6. Имеет спутник 19^т на западе.
- 1437 Сферическая, компактная.
- 1438 Сферическая, очень компактная.
- 1439 Сферондальная.
- 1440 Сфероидальная. Вытянута с NW на SE.
- 1441 Овальная. Имеет спутник на NW. В спектре намечается H_{α} .
- 1442 Сферическая, очень компактная. Почти не отличается от звезд.
- 1443 Ядерная область NGC 3600. В спектре наблюдается На.
- 1444 Сферическая.
- 1445 Сфероидальная.
- 1446 Сфероидальная. В спектре наблюдаются H_{2} и $(N_{1}+N_{2}+H_{\beta}).$
- 1447 Овальная, компактная. Из-за проектирующейся с севера на галактику звезды трудно уверенно определить ее тип. По-видимому, галактика имеет звездообразное ядро. Не исключена возможность наличия у нее широких эмиссионных линий.
- 1448 Сферическая, очень компактная. Почти не отличается от звезд. В спектре наблюдаются H_2 , $(N_1+N_2+H_3)$ и λ 3727.
- 1449 Сферическая.
- 1450 Сферическая, очень компактная. В спектре наблюдаются очень сильные линии H_α , $(N_1+N_2+H_2)$ и λ 3727. Это VII Zw 415.
- 1451 Сферическая. Почти не отличается от звезд. В спектре наблюдаются очень сильные линии H_α , $(N_1+N_2+H_3)$ и λ 3727.
- 1452 Ядерная область SB галактики. Бар вытянут почти по д.
- 1453 Сферическая, со слабой короной.
- 1454 Сфероидальная. Вытянута по в. Имеет сложную структуру, возможно тесно-двойная.
- 1455 Овальная. Вытянута по д.
- 1456 Сферическая, со звездообразным ядром и диффузными границами. Не исключена возможность, что имеет широкие линии.
- 1457 Сферондальная.
- 1458 Сферическая.
- 1459 Сферическая, компактная. Имеет голубой выброс на SE и спутник 19 m в контакте на SW. В спектре наблюдаются H_2 , (N_1+ + N_2+ H_β) и λ 3727.
- 1460 Почти сферическая.
- 1461 Овальная. По-видимому, спиральная галактика с одним малоразвитым мощным рукавом, возможно, двойная. В спектре намечается На.
- 1462 Сфероидальная. Слегка вытянута по а.
- 1463 Эллиптическая. Вытянута с NE на SW. В спектре намечается Н.

- 1464 Ядерная область пекулярной галактики.
- 1465 Две сфероидальные галактики в контакте. Данные относятся к NW-компоненту.
- 1466 Ядерная область спиральной галактики с перемычкой NGC 4123.
- 1467 Сфероидальная, со слабым ореолом. В спектре намечается Н.
- 1468 Овальная, вытянутая по в галактика.
- 1469 Сфероидальная. В спектре наблюдаются H_{2} и ($N_1 + N_2 + H_3$).
- 1470 Сферическая, со слабым ореолом.
- 1471 Сфероидальная, со сплюснутой оболочкой. В спектре намечается H_a и $(N_1+N_2+H_3)$.
- 1472 По-видимому, тесно-двойная, со спутником на SE.
- 1473 Сферическая.
- 1474 Овальная. В спектре наблюдается На.
- 1475 Сферическая, компактная. В спектре намечается На.
- 1476 Сфероидальная. Вытянута с NE на SW.
- 1477 Ядерная область относительно яркой галактики. Вытянута с NE на SW. В спектре наблюдается Не.
- 1478 Центральная часть галактики неясной структуры. По-видимому, тесно-лвойная.
- 1479 Ядерная область пекулярной галактики. Данные относятся к ядру.
- 1480 Сферическая, компактная, в спектре наблюдаются сильные H_{α} и ($N_1+N_2+H_{\beta}$).
- 1481 Сферическая.
- 1482 Сфероидальная. Вытянута с NE на SW.
- 1483 Сфероидальная. Вытянута по 🎉
- 1484 Тесно-двойная. Яркий южный компонент умеренно конденсирован, северный более диффузен. Данные относятся к южному компоненту.
- 1485 Это NGC 5350 спираль типа SBbc. Данные относятся к ядерной области. Ядро звездообразное, с ним в контакте диффузное сгущение 17. В з SW. Возможно, обладает слабыми сейфертовскими особенностями.
- 1486 Овальная. Возможно, тесно-двойная. В спектре наблюдаются H_1 , $(N_1 + N_2 + H_3)$ и λ 3727.
- 1487 Сфероидальная. Вытянута почти по о.
- 1488 Сферическая.
- 1489 Сфероидальная. Вытянута по а.
- 1490 Сферическая, с диффузными границами.
- 1491 Сфероидальная. Вытянута по а.
- 1492 Сферическая.
- 1493 Тесно-двойная, с резкими границами.

1494 — Сфероидальная, с обширной короной. Вытянута почти по а.

1495 — Почти сферическая галактика.

1496 — Сфероидальная. Вытянута по 🐍

1497 — Ядерная область пекулярной галактики.

1498 — Сферическая. В спектре наблюдаются сильные H_{α} и $(N_1+N_2+H_{\beta})$.

1499 — Овальная. В спектре наблюдаются сильные H_a , $(N_1 + N_2 + H_3)$ и λ 3727.

1500 — Овальная. В спектре наблюдаются очень сильные H_{α} , $(N_1+N_2+H_{\beta})$ и λ 3727.

кации. Поэтому результаты обзора не являются в достаточной мере однородными и по ним трудно получать надежные данные о распределении различного рода активных формаций широко представленных в совокупности галактик, обладающих ультрафиолетовым избытком.

Для решения такого рода задач в 1978 г. мы начали новый, второй спектральный обзор северного неба с существенно усовершенственной методикой, позволяющей распространить исследования и отбор пекулярных по природе излучения объектов до $19-20^m$. К сожалению, этот обзор, по ряду причин продвигается медленно, тем не менее вскоре мы начнем публикацию первых его результатов.

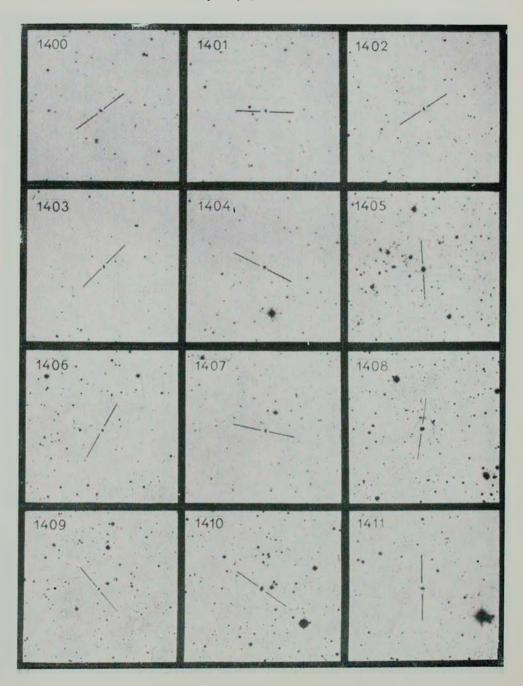
В настоящий список вошли галактики из разных участков неба, переснятых в последние годы из-за недостаточно хорошего качества полученных ранее снимков, и частично галактики, обнаруженные при повторном просмотре снимков, полученных в начале обзора. Методика изучения галактик, их отбора и классификации, осталась без изменения [1—3]. Из приведенных в табл. 1 галактик 51, отнесенные к типам s—sd, являются конденсированными или имеют звездообразное ядро, а 50, отнесенные к типам ds—d, являются диффузными. У 41 галактики обнаружено, а у 41 заподозрено присутствие в спектре эмиссионных линий, в основном $H_z+[N\ II]$ и $(N_1+N_2+H_3)$, а иногда и λ 3727. У четырех объектов, N_2 1400, 1447, 1457 и 1485, отмеченных в таблице одной звездочкой, заподозрено присутствие сейфертовских особенностей. У объекта N_2 1413, отмеченного в таблице двумя звездочками, предсказывается квазизвездная природа (QSO).

Для уверенного отождествления галактик при их дальнейших исследованиях к статье прилагаются карты отождествления с размерами 16×16 ", отпечатанные с карт Паломарского обозрения в красных лучах.

Бюраканская астрофизическая обсерватория Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

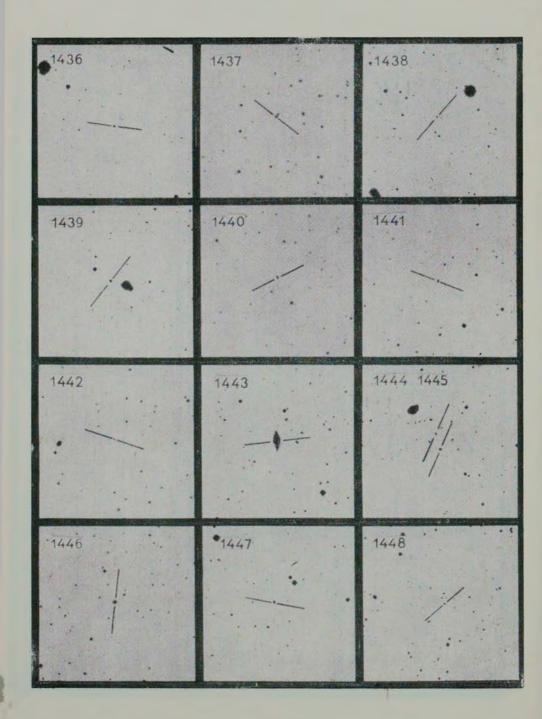
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

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



1412	1413	1414
1415	1416	1417.
1418	1419	1420

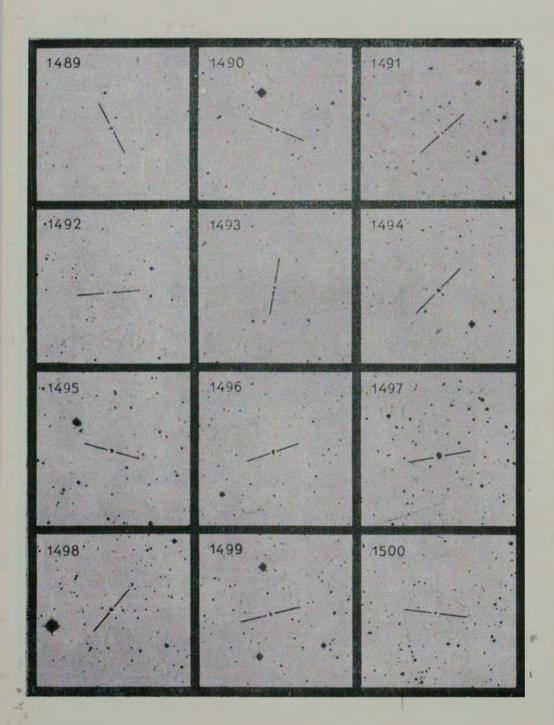
1424	1425	1426
1427	1428	1429
1430	1431	- 1432
1433	• 1434	1435



1449	1450	1451
1452.	1453	1454
1455	1456 1457 1458	1459

1464	1465	1466
1467	1468	1469
1470		The same of the same of the same of
•	1471	1472

1476	1477	1478
1479	1480 1481	1482
1483	1484	1485



К ст. Б. Е. Маркаряна и др.

GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM, XV

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

The fifteenth list of galaxies having intense ultraviolet continuum in spectrum is presented. The list contains data for 101 objects. The presence of emission lines either established or suspected among 82 of them in given. The presence of Seyfert characteristics can be expected for objects No. 1400, 1447, 1457 and 1485. The QSO nature can be predicted for the object No. 1413.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Б. Е. Маркарян. Астрофизика, 3, 55, 1967; 5, 433, 581, 1969.
- 2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 7, 571, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
- 3. Б. Е. Маркарян. В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян. Астрофизика, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 363, 549, 1979.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

выпуск 4

УДК 524.7

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 298 = IC 1182-4

А. П. МЕТИК, И. И. ПРОНИК Поступила 10 февраля 1981 Принята к печати 13 апреля 1981

Приведены новые данные о структуре центральной области сейфертовской галак тики Маркарян 298 = IC 1182-4, основанные на анализе спектров, полученных на 6-м телескопе со спектрографом UAGS (дисперсия ~ 95 A/мм). Газовое образование центральной области галактики Маркарян 298, излучающее в водородных и запрещенных линиях, имеет размер 6.5 кпс. электронную плотность 0.2 см $^{-3}$ « n_e « 0.5 см $^{-3}$ и массу $0.6 \cdot 10^{-1}$ См $^{-3}$ (0.5 см $^{-3}$ и массу $0.6 \cdot 10^{-1}$ См $^{-3}$ (0.5 см $^{-3}$ и массовое образование связано с конденсациями голубых звезд и взаимодействует с ядром и восточной вытянутой структурой галактики. Анализ имеющихся данных показал, что ядро галактики Маркарян 298 принадлежит к типу Sy1 и искажено поглощением пыли. Его водородная оболочка непрозрачна в бальмеровских линиях и неоднородна по физическим условиям. В зоне свечения запрещенных линий имеются конденсации газа различных плотностей: $2 \cdot 10^2$ см $^{-3}$, 10^4 см $^{-3}$, $2 \cdot 10^5$ см $^{-3}$.

1. Введение. Галактика Маркарян 298 = IC 1182-4 известна как пекулярная система с сейфертовским ядром. По форме она похожа на эллиптическую галактику, у которой с востока имеется вытянутая цепочка компактных деталей, а с запада протяженная S-образная деталь (см. рис. 1). На особенности строения IC 1182-4 впервые указали Амбарцумян и Шахбазян [1]. Затем эту галактику изучали Бербиджи, Хойл [2, 3] и Стоктон [4]. Их исследования показали, что восточная структура — голубые образования, в спектрах которых имеются яркие эмиссионные линии водорода, а также линии 3727 [О II], 4959+5007 [О III]. Поле лучевых скоростей газа в центральной области галактики (ц.о.г.) и в деталях восточ-

ной структуры Бербиджи и Хойл интерпретировали как результат вращения всей системы около малой оси галактики [2].

Как объект Маркаряна IC 1182-4 исследуется с 1969 г. [5]. Спектрально и фотометрически ее наблюдали Хачикян и Видман [6], Аракелян, Дибай, Есипов, Маркарян [7] и многие другие [8—12]. Было определено ее красное смещение z=0.034 (при H=75 км/с на Мпс расстояние до галактики равно 136 Мпс и 1' соответствует 660 пс), характеристики ц. о. г. в системе UBV: $V=15^m19$, $B-V=+1^m01$, $U-B=-0^m09$, абсолютная звездная величина $M_{Pg}=-20^m0$.

Несмотря на многочисленные исследования, природа галактики Маркарян 298 остается неясной. Больше всего разногласий имеется в вопросе о происхождении вытянутой восточной структуры и ядерного источника этой галактики. Восточная цепочка деталей интерпретируется как результат происходящей в настоящее время конденсации вещества в межгалактическом пространстве [2], как система карликовых голубых галактик, выброшенных из ц.о.г. [13], как остаток галактики-спутника, разрушенной в результате гравитационного взаимодействия с главной галактикой [14, 15]. В последнем случае предполагалось, что ядром разрушенной галактики могла быть деталь «с» (см. рис. 1), в спектре которой, согласно наблюдениям Стоктона, нет ни линий излучения, ни линий поглощения [4].

Ядро галактики, согласно исследованию Хачикяна и Видмана, относится к типу Sy 2 [6]. Стоктон считает, что оно представляет собой типичную газовую туманность [4]. В то же время известно [16], что ядра типа Sy 1 и Sy 2 имеют оболочки сложной структуры и их нельзя представлять моделью простой газовой туманности.

Таким образом, и ядро, и околоядерное образование галактики Маркарян 298 представляют интерес для дальнейшего исследования. Для этого мы провели специальные спектральные наблюдения этой галактики на 6-м телескопе. Результаты анализа полученных спектров приведены ниже.

2. Наблюдательный материал получен В. Л. Афанасьевым 12—14.01.77 г. на 6-м телескопе со спектрографом UAGS. Спектры не расширялись и получены при двух взаимно-перпендикулярных положениях щели спектрографа: вдоль вытянутого образования «ас» и перпендикулярно этому направлению — вдоль малой оси галактики (см. рис. 1). Время экспозиций от 7^m до 20^m . Размер изображения звезды во время наблюдений равнялся 1.5, а ширина щели спектрографа — 0.8. Спектральный интервал (3600—5700 A) перекрывался при двух положениях дифракционной решетки. Средняя дисперсия в этой области спектра ~ 95 А/мм. Масштаб на негативе 17.5 в/мм.

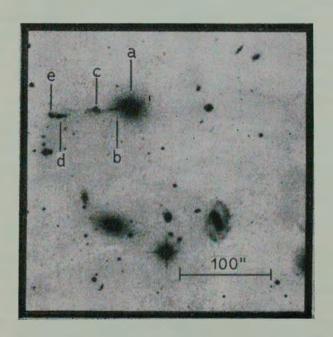


Рис. 1. Фотография галактики Маркарян 298, копия снимка Бааде, полученного на 200'' телескопе [2]. «а», «b», «с», «d», «е» — детали системы, по Стоктону [4]. Север вверху, восток — слева.

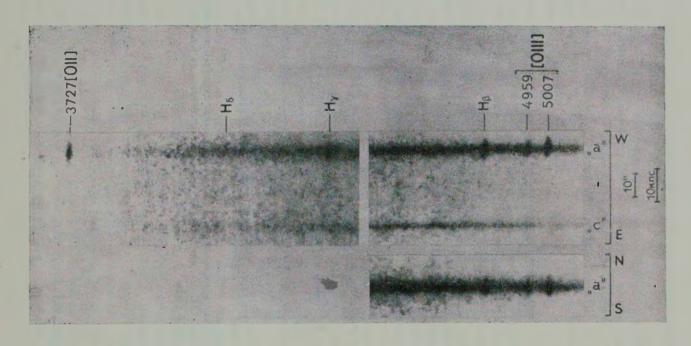


Рис. 2. Фотографии спектров галактики Маркарян 298: вверху — щель спектрографа направлена вдоль большой оси галактики, внизу — вдоль малой оси. Обозначения «а» и «с» соответствуют рис. 1.

Фотографии спектров излучения ядерной области галактики Маркарян 298 и объекта «с» приведены на рис. 2. В спектре ядра галактики видны линии излучения 5007 и 4959 А [О III], H_3 , 3727 [О II], слабые линии H_7 , H_6 и др. Протяженность эмиссии вдоль направления «ас» незначительно превосходит ее протяженность вдоль малой оси галактики. H_6 верхнем спектре (рис. 2) линии заметно наклонены по отношению к направлению дисперсии, на нижнем спектре такого наклона не наблюдается. Степень наклона слабых линий (4959 А и H_7) больше, чем ярких (H_8 , 5007 А и 3727 А). Этот факт свидетельствует о том, что вращение галактики Маркарян 298, открытое Бербиджами, происходит с непостоянной угловой скоростью. H_3 наших спектров следует, что скорость вращения внутренних областей Маркарян 298 (до расстояний 3'' или 2 кпс) больше скорости ее внешних областей. В последних, согласно Бербиджам, на расстоянии 8'' или ~ 5 кпс скорость ~ 350 км/с. H_3 рис. 2 также видно, что в спектре звездообразного объекта «с» нет ни линий излучения, ни линий поглощения.

Полученные спектрограммы измерены на микрофотометре для больших плотностей (с ФЭУ). По регистрограммам спектров мы провели анализ непрерывного и линейчатого спектров ядра и звездообразного объекта «с». Были сделаны также фотометрические разрезы, перпендикулярно дисперсии, для исследования структуры околоядерной области галактики Маркарян 298 в спектральных линиях и непрерывном спектре вдоль струи «ас» и вдоль малой оси галактики.

3. Околоядерное образование галактики Маркарян 298. Как видно из рис. 2, протяженность эмиссионной зоны вдоль большой оси составляет 10'' или 6.5 кпс, а вдоль малой — 9'' или 6.0 кпс. Это образование по своим размерам составляет примерно треть звездного эллипсоида, который виден на рис. 1 и размер которого равен $\sim 30''$ или 20 кпс. Мы исследовали структуру околоядерного газового образования в направлениях обеих осей галактики. На рис. 3 представлены относительные интенсивности эмиссионных линий в фотометрических разрезах, сделанных перпендикулярно дисперсии, по спектрам, полученным с позиционным углом щели спектрографа, ориентированным вдоль большой и малой осей галактики. Относительная интенсивность газовых образований I_g в этих разрезах получена как разность интенсивностей в спектральной линии и соседнем участке непрерывного спектра. Из рис. 3 видно, что яркость газа показывает структурные неоднородности.

Из фотометрического разреза вдоль большой оси (рис. 3, левый) видно, что области усиленной яркости газа по положению близки к конденсациям голубых звезд, которые были выявлены нами по данным многоцветной фотометрии [14] (положение их отмечено тонкими вертикальными столбиками на рис. 3). Из рис. 3 (левого) видно, что газово-звездные груп-

пировки подходят к ядру галактики Маркарян 298 до расстояний 800 в 1500 пс.

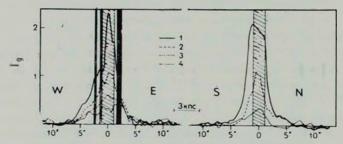


Рис. 3. Фотометрические разрезы вдоль большой (слева) и малой (справа) осей галактики в четырех спектральных линиях. Штрихованной широкой полосой указано положение центральной области галактики, а узкими полосами — положение голубых звездных группировок согласно [14], 1-5007 A. $2-H_{\rm F}$, 3-3727, $4-H_{\rm F}$.

Фотометрические разрезы вдоль малой оси галактики показали более однородную структуру газа (рис. 3, правый). Здесь заметна неоднородность только с южной стороны. Это образование реальное, т. к. оно повторяется в двух водородных линиях и в линии 5007 А [О III]. Расположено оно примерно в 1.5 или 1 кпс от ядра галактики. Мы предполагаем, что эта газовая дегаль есть «начало» S-образного выступа, отходящего на юго-западе от ц.о.г. Маркарян 298.

Ц.о.г. Маркарян 298 по форме напоминает эллиптическую галактику. Газовое образование диаметром ~ 6.5 кпс, включающее группировки голубых звезд, не характерно для таких галактик. Данные, полученные нами о структуре газа в ц.о.г. Маркарян 298, позволяют предположить, что газ образовался в результате взаимодействия ядра и двух внешних структур этой галактики. Оценим массу этого газа.

По определению Коски [12] поток в линии H_{β} от ц.о.г. размером 2.7×4.0 равен $1.9 \cdot 10^{-14}$ эрг/с. По нашим данным (рис. 3) средняя яркость ц.о.г., размером 10'' составляет примерно треть средней яркости ц.о.г., имеющей размер 2.7×4.0 . Принимая во внимание это обстоятельство, мы нашли поток в линии H_{β} от ц.о.г. размером 10''. Он равен $6.4 \cdot 10^{-4}$ эрг/с см². Мы предполагаем, что наблюдаемое газовое образование в ц.о.г. Маркарян 298 состоит из диффузных туманностей, подобных туманностям нашей Галактики. В таких туманностях водород возбуждается горячими звездами, непрозрачен в лаймановских и прозрачен в бальмеровских линиях, имеет электронную температуру $T_{e} \sim 10\,000$ К. Тогда по потоку в линии H_{β} и формуле (4.15) из [17], (стр. 66) можно определить меру эмиссии светящегося газа в ц.о.г. Маркарян 298: ME = 280 пс см $^{-6} = n_{e}R$ пс см $^{-6}$. Здесь $n_{e} -$ электрошлая плотность, R -

размер светящегося газа. Зная R, можно оценить n, и массу $\mathfrak M$ этого газа. Если предположить равномерное распределение газа, то размер светящегося образования равен 6.5 кпс. Тогда получим нижний предел электронной плотности $n_e=0.2~{\rm cm}^{-3}$ и верхний предел массы святящегося газа $\mathfrak M=7\times 10^8~\mathfrak M_\odot$. Чтобы определить точные значения n_e и $\mathfrak M$, необходимо знать фактор скважности светящегося газа. По нашим данным мы можем оценить только верхний предел скважности. Так, из рис. З следует, что размер эффективно светящегося газа не может быть меньше 1 кпс. Если принять толщу газа на луче зрения равную 1 кпс, то верхний предел плотности и нижний предел массы этого газа будут равны $n_e=0.5~{\rm cm}^{-3}$ и $\mathfrak M=0.6\times 10^7~\mathfrak M_\odot$. Сравним теперь массу газа в ц. о. г. Маркарян 298 с массой ее ядра.

Вириальную массу ядра галактики можно найти по формуле, приведенной в статье Дибая [18]:

$$\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_{\odot} = 2.81 \cdot 10^{-13} \overline{v_r} V \overline{L(H_3)},$$

где v, — средняя скорость газа в км/с в окрестности ядра галактики, а L (H_3) — светимость ядра в линии H_3 в эрг/с. v, = 1000 км/с — оценивается по полуширине на половине максимальной интенсивности широкого компонента профилей водородных линий, а L (H_3) = $1.3 \cdot 10^{11}$ эрг/с — по потоку в линии H_3 и расстоянию до галактики. «Вириальная» масса ядра галактики Маркарян 298 равна $1.4 \cdot 10^7$ \mathfrak{M}_{\odot} . Сравнивая эту величину со значениями верхнего и нижнего пределов массы газа в ц.о.г. Маркарян 298, мы видим, что масса газа больше массы ядра. Этот результат свидетельствует о том, что разреженный газ в ц.о.г. Маркарян 298 не мог образоваться в результате истечения из ядра галактики. Возможно, что в процессе взаимодействия внешних структур галактики. Возможно, что в процессе взаимодействия внешних структур галактики с ее ядром газ из внешних частей течет в ц.о.г. Не исключено, что сейфертовское ядро галактики Маркарян 298 «питается» этим газом.

4. Спектр излучения ядра галактики Маркарян 298. На рис. 4 представлены полученные нами регистрограммы спектров излучения ядра Маркарян 298. Видны линии излучения водорода, [О II] и [О III]. Из рисунка следует, что ширина запрещенных линий [О II] и [О III], а также линии H_8 на уровне нулевой интенсивности превышает ширину инструментальной линии и составляет ~ 2000 км/с. Ширина линии $H_{\rm T}$ значительно больше, чем линии $H_{\rm S}$. Среднее значение ширины линии $H_{\rm T}$ на нуле интенсивности, полученное по трем спектрограммам, равно 4000 км/с, а на половине инетнсивности — 2000 км/с. Такая ширина линий водорода не характерна для ядер галактик типа Sy 2 [12, 19], к которому по классификации отнесено ядро галактики Маркарян 298.

По регистрограммам спектров ядра Маркарян 298 были определены эквивалентные ширины (W_{λ}) эмиссионных линий, а затем после учета градиента непрерывного спектра, полученного нами ранее в [14], относительные интенсивности этих линий $I_{\lambda}/I_{\rm H_3}$. Результаты определения W_{λ} и $I_{\lambda}/I_{\rm H_3}$, наши и других авторов, приведены в табл. 1. Анализ данных табл. 1 показывает, что эквивалентные ширины линий H_3 и 4959, 5007 A [O III] 1 \sim 9 — 1970 гг. были примерно в два раза меньше,

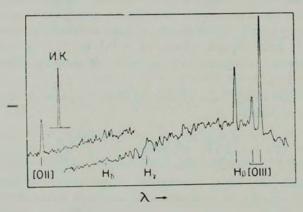


Рис. 4. Регистрограммы спектров ядра галактики Маркарян 298, полученных со щелью, ориентированной вдоль большой оси галактики. Слева вверху показан инструментальный контур спектрографа (И. К.).

чем в 1971 и 1977 г.г. Относительные интенсивности дублета 4959 + + 5007 A и линии H_3 за время с февраля 1971 г. по сентябрь 1974 г.— июль 1976 г. изменились почти в два раза. Можно предположить, что в ядре галактики Маркарян 298 непрерывный спектр и относительные интенсивности эмиссионных линий меняются со временем. Из табл. 1 также видно, что $I_{4363}/I_{H_{\uparrow}}$ 0.1, поэтому линия 4363 A не может быть причиной большой ширины бленды (H_1 + [O III]).

Относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре ядра галактики Маркарян 298 позволяют определить некоторые физические характеристики его газовой оболочки. Рассмотрим зоны свечения водородных и запрещенных линий отдельно. Во втором столбце табл. 2 приведел наблюдаемый бальмеровский декремент спектра ядра галактики Маркарян 298 по данным Коски [12] (седьмой столбец табл. 1) после учета межзвездного поглощения в нашей Галактике, согласно Видману [9]. Этог декремент мы сравнили с теоретическими бальмеровскими декрементами.

В третьем столбце табл. 2 приведен рекомбинационный бальмеровский декремент модели газовой туманности, имеющей электронную температуру $T_e \sim 10\,000\,\mathrm{K}$, прозрачной в бальмеровских и непрозрачной в лайманов-

Таблица 1 ХАРАКТЕРИСТИКИ НАИБОЛЕЕ ЯРКИХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕК-ТРЕ ЯДРА ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 298 ПО ОПРЕДЕЛЕНИЯМ РАЗНЫХ АВТОРОВ

				AB	LOPOR				
		Эк	итнолентні І	ые шир в спект	ины и отн ре ядраг	оситсавны вавктики М	е инте Ларкар	нсивности ли ян 298	ний
Диния д , А	Эле-		ъ 1969 – 1970 [7]	24 фев	раля 1971 [8]	Сентябрь 1974— июль 1976 [12]	, 12-	—14 января 1 остоящая рабо	
		Wγ	$W_{\lambda}/W_{\rm H_3}$	W_{λ}	$W_{\lambda}/W_{\mathrm{H}_3}$	$I_{\rm b}/I_{\rm H_3}$	W_{λ}	$W_{\lambda}/W_{\mathrm{H}_3}$	$I_{\lambda}/I_{ m H_{3}}$
3727	[0 11]					3.10			
3869	[Ne III]				5-	0.18			
406976	[S II]					0.13			
4102	Нъ					0.14:	3.8	0.12± 6 %	0.10
4340	H _T			1		0.35	10.3	0.32±16 º/o	0.28
4363	[0 111]					0.039:			
4861	Ha	15	1.0	38	1.0	1.00	32	1.0	1.0
4959	[O III]	10	0.67	1		0.66	14	0.45± 3 %	0.46
5007	[0 111]	25	1.67	57	1.5	2.03	40		
5876	He I					0.14		1.25± 2 %	1.30
6300	[0 1]					0.58			
6364	[0 1]					0.19			
6548	[N II]					0.34			
6563	H∝	65	4.33			4.12			
6583	[N II]					1.08			
6716	[S II]					1.02			
6731	[8 11]					0.82			

ских линиях ([17], стр. 68). Сопоставление данных столбцов 3 и 4 показывает, что условия свечения водорода в оболочке ядра Маркарян 298 не похожи на условия газовых туманностей спиральных ветвей галактик. В четвертом столбце табл. 2 приведен теоретический рекомбинационный бальмеровский декремент, вычисленный Боярчуком [20] по теории Соболева [21] для движущегося водородного слоя. Из всех моделей, рассмотренных в [20], отличающихся температурами возбуждающих источников T_* , электронными температурами T_ϵ и непрозрачностью в линии $L_z - \beta_{12}$, мы не смогли выбрать ни одной, которая имела бы бальмеровский декремент, близкий к наблюдаемому для ядра галактики Маркарян 298. Таким образом, условия свечения водородной оболочки ядра Маркарян 298 не похожи на условия свечения однородного водородного слоя, светящегося под влиянием ультрафиолетового излучения центрального источника. В столб-

Таблица 2 БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ В СПЕКТРЕ ЯДРА ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 298

		Ба	льмеровский дея	ремент	
Анния	Наблюдения	T	еория	Наблюдения	Теория,
Диния	$A_{\nu}(rax) = 0^{ra}$ [12]	случай В Ситона [17]	движ упд. оболочка (20)	$A_{V}(rax.) = 2^{m}7$ [12]	движущ. оболочка (20)
H _s	3.84	2.69	2.20	1.84	2.69
Нβ	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
Н	0.36	0.50	0.38	0.51	0.48
Нъ	0.15:	0.30	0.21	0.25	0.26
				<u></u>	

Примечания. Параметры модели оболочки согласно [20]: *— $T_e=10\,000\,\mathrm{K}$, $T_\bullet=20\,000\,\mathrm{K}$, $\omega=10^{-1}$, $\beta_{12}=10^{-2}$; *— $T_e=20\,000\,\mathrm{K}$, $T_\bullet=20\,000\,\mathrm{K}$, $\omega=10^{-2}$, $\omega=10^$

це 4 табл. 2 приведен бальмеровский декремент из [20] такой, который наилучшим образом совпал с наблюденным бальмеровским декрементом для линий H_3 , H_4 и H_3 (столбец 2 табл. 2). Сопоставление данных столбцов 2 и 4 этой таблицы показывает, что относительные интенсивности линий H_α и H_β сильно различаются.

Коски [12], располагая большим спектральным материалом для ядер галактик типа Sy 2 (полученным с высокой точностью), пришел к выводу, что бальмеровский декремент этих ядер похож на бальмеровский декремент диффузных туманностей, искаженный влиянием межзвездного поглощения. В столбце 5 мы привели наблюдаемый бальмеровский декремент галактики Маркарян 298 после учета межзвездного поглощения. Величина поглощения подобрана таким образом, чтобы наблюдаемые относительные интенсивности линий H_3 , H_7 и H_8 совпали с теоретическими для газовых туманностей (столбец 3 табл. 2). Видно, что учет возможного поглощения в ядре галактики не приводит наблюдаемый бальмеровский декремент ядра галактики Маркарян 298 в соответствие с теоретическим бальмеровским декрементом газовых туманностей для линий от H_4 до H_8 . Относительные интенсивности линий H_4 и H_8 в наблюдаемом и теоретическом бальмеровском декременте сильно различаются.

В последнем столбце табл. 2 мы привели теоретический бальмеровский декремент из [20], наиболее близкий наблюдаемому бальмеровскому декременту ядра галактики Маркарян 298, исправленному за возможное межзвездное поглощение. Сопоставление данных двух последних столбцов табл. 2 показывает, что относительные интенсивности линий H_2 и H_3 в них сильно расходятся. Аналогичные результаты получаются при сравнении исправленного и неисправленного за межзвездное поглощение наблюдаемо-

го бальмеровского декремента ядра галактики Маркарян 298 с теоретическим ударным бальмеровским декрементом [22].

В результате проведенного анализа наблюдаемого бальмеровского декремента ядра галактики Маркарян 298 мы пришли к выводу, что в газовой оболочке ядра этой галактики не осуществляются условия ни обычных газовых туманностей, ни однородного непрозрачного движущегося слоя. Есть основания предполагать, что водородная оболочка ядра галактики Маркарян 298 неоднородна по физическим условиям и непрозрачна в линиях бальмеровской серии.

Из примечаний к таба. 2 следует, что средняя электронная температура водородной оболочки ядра галактики Маркарян 298 порядка $(10-20)\cdot 10^3$ K, температура возбуждающего источника $20\,000$ K, размер водородной оболочки всего в несколько раз превосходит размер возбуждающего источника.

Электронные плотности n_e и электронные температуры T_e в зоне свечения запрещенных линий ядра галактики Маркарян 298 мы определили по относительным интенсивностям запрещенных линий (седьмой столбец табл. 2) методом пересеченных кривых Ситона. Распространенность химических элементов была принята по Аллеру [23]. Значения n_e и T_e для зоны свечений линий 4363 [O III], 3869 [Ne III] и 4959+5007 [O III] получены в предположении, что $N_{\rm OII}/N_0=2\,N_{\rm NeIII}/N_{\rm Ne}$, а для зоны свечения линий 3727 [O II], 4069+76 [S II] и 6549+83 [N II]—в предположении, что $N_{\rm OII}/N_0=N_{\rm SII}/N_{\rm S}=N_{\rm NII}/N_{\rm N}$. Значения n_e и T_e , полученые в результате сравнения наблюдаемых относительных интенсивностей запрещенных линий и теоретических для рассчитанных моделей газа разных температур и плотностей [24, 25], приведены в табл. 3. Из таблицы следует,

Таблица 3 ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ЗОНАХ СВЕЧЕНИЯ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЛИНИЙ ЯДРА ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 298

Зона свечения линий	4363 [OIII] 4959—5007 [OIII] 3869 [NeIII]	3727 [OII] 4069+76 [SII] 6549+83 [NII]	6716+31 [SII]
Terpag K	14 000	14 000	
ne cm - 3	2.01.05	104	2-102

что в зоне свечения запрещенных линий газовой оболочки ядра галактики Маркарян 298 существует стратификация физических условий, характерная для ядер классических галактик Сейферта [16]. Линии ионов разных степеней ионизации и возбуждения светятся в областях с разными электронными плотностями: $2 \cdot 10^2$ см $^{-3}$, 10^1 см $^{-3}$, $2 \cdot 10^5$ см $^{-3}$.

5. Классификация ядра галактики Маркарян 298. Хачикян и Видман классифицировали ядро галактики Маркарян 298 как тип Sy 2 [6]. Они исходили из того, что ширина линии На на половине интенсивности равна 350 км/с. В дальнейшем эта классификация ни у кого из наблюдателей не вызывала сомнения. Коски [12] исследовал спектр ядра Маркарян 298 среди других ядер типа Sy 2 и не заметил, что это ядро является особенным. Выше приведены аргументы в пользу того, что это ядро может быть классифицировано как Sy 1. Поэтому мы считаем, что имеет смысл пересмотреть ранее принятую классификацию этого ядра. В табл. 4 приведены спектральные и фотометрические характеристики ядер галактик, типичных Sy 1 и Sy 2 по данным [12, 19, 26, 27], и Маркарян 298. В последнем

Таблица 4 КЛАССИФИКАЦНЯ ЯДРА ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 298

Кригории классификации, ссылка	Sy 1	Sy 2	Маркарян 298	Тип ядра Маркарян 298
1. (<i>B</i> — <i>V</i>) [27]	+0"46	+ 0 ^m 83	+1 ^m 01	Sy2
2. $(U-B)$ [27]	-0 ^m 66	$-0^{m}_{-}0.3$	- 0 ^o 09	Sy2
3. Шкрина водород- ных линий на поло- вине максимальной интенсивности [12, 19]	>800 km/c	<1500 км/с	2000 км/с	Syl
4. lg I ₅₀₀₇ /I _{H3} [26]	от -0.6 до 0.4	0.6-1.3	0.30	Sy1
5. lg / _{Hg + [NII]} // _{H3} [26]	от 0.5 до 0.9	0.9-2.3	0.74	Sy2
6. L(H3) [27]	8.4·10 ⁴¹ apr/c	6.2·10 ⁴⁰ spr/c	4-10 ⁴⁰ apr/c	Sy2
7. <i>L</i> (5007) [27]	5.4-1041 эрг/с	8.7·10 ⁴¹ apr/c	8-1040 apr/c	Sy2

столбце этой таблицы отражены результаты классификации ядра галактики Маркарян 298 по разным критериям. По показателям цвета и светимости в линиях H_3 и 5007 [O III] это ядро относится к типу Sy 2, а по ширине линии H_1 и относительным интенсивностям линий I_{5007}/I_{H_3} и $I_{H_4-\{NIII\}}/I_{H_3}$ — к типу Sy1. Таким образом, ядро относится к типу Sy1 по спектральным характеристикам и к типу Sy 2—по фотометрическим, которые могут быть искажены влиянием межзвездного поглощения внутри галактики Маркарян 298. Анализируя результаты классификации, мы пришли к предположению, что ядро галактики Маркарян 298 принадлежит типу Sy 1, но мы наблюдаем его сквозь пылевые облака, расположенные в ц. о. г. Это предположение не лишено основания, поскольку ц. о. г. Маркарян 298 содержит группировки голубых звезд и диффузные туманности, составляющие образование размером \sim 6.5 кпс. В таком образовании должны быть и пылевые об-

лака. Мы подсчитали, что показатели цвета и величины потоков в линиях H_3 и 5007 [OIII], наблюдаемые для ядра галактики Маркарян 298, можно приблизить к значениям, характерным для ядер типа Sy1, если предположить, что в ц.о.г. величина межзвездного поглощения $A_V = 2^m 7$. Тогда освобожденные от влияния межзвездного поглощения $L(H_3) = 4.6 \cdot 10^{31}$ эрг/с, $(B-V)_0 = 0^m 11$ и $(U-B)_0 = -0^m 73$ находятся в полном соответствии с характерными значениями таких величин для ядер типа Sy1.

Деталь «с». Природа детали «с» остается неясной. Согласно наблюдениям Стоктона [4], спектре этого объекта нет ни линий излучения, ни линий поглощения. По нашей оценке [14] абсолютная звездная величина этого объекта равна — $16.^m9$, что характерно для сверхассоциаций или карликовых галактик. Наш материал не позволил уточнить спектральные характеристики детали «с», так как и на наших спектрах также нет ни линий излучения, ни линий поглощения. Но можно сказать, что в области спектра 4000—5000 А деталь «с» примерно на $0.^m4$ толубее ц.о.г. Маркарян 298.

На основании полученных результатов, мы выдвинули гипотезу, что звездообразный объект «с» мог быть ядром разрушенного спутника галактики Маркарян 298. Часть вещества этого спутника могла быть поглощена главной галактикой, другая его часть наблюдается как вытянутая восточная структура.

- 6. Заключение. На основании анализа спектрального материала, полученного на 6-м телескопе со спектрографом UAGS, с дисперсией 95 А/мм (и масштабом на негативе 17".5 в 1 мм), а также принимая во внимание результаты исследования ядра галактики Маркарян 298 другими авторами, мы пришли к следующим выводам:
- 1. В центральной области галактики имеется газовое образование размером 6.5 кпс, со средней электронной плотностью (0.2-0.5) см и массой светящегося газа $0.6\cdot 10^7 \leqslant \mathfrak{M}/\mathfrak{M}_{\odot} \leqslant 7\cdot 10^8$. Внутри этого образования имеются конденсации газа, по положению совпадающие с группировками голубых звезд, обнаруженными по наблюдениям в фиолетовой области непрерывного спектра ц.о.г. Сделано предположение, что газово-звездные образования в ц.о.г. Маркарян 298 взаимодействуют с ядром, восточной вытянутой структурой и западной S-образной деталью. При этом взаимодействии приток газа из ядра в ц.о.г. должен быть меньше притока газа из внешних структур.
- 2. Ядро галактики Маркарян 298 пекулярное. В его спектре ширина линии H_3 на нуле интенсивности равна 2000 км/с, а линии H_7 4000 км/с.

Спектральные и фотометрические характеристики ядра галактики Маркарян 298 соответствуют характеристикам ядер типа Sy 1, если предположить, что оно наблюдается сквозь пылевое облако, поглощающее свет в видимой области спектра ($A_V = 2^m$ 7).

Водородная оболочка ядра непрозрачна в бальмеровских линиях и неоднородна по физическим условиям. Электронная температура оболочки (10-20) $\times 10^3$ K, температура возбуждающего источника $20\,000$ K. Размер оболочки в несколько раз меньше размера возбуждающего источника. В зонах свечения запрещенных линий наблюдаются области газа с плотностями $200\,$ см $^{-3}$, $10^4\,$ см $^{-3}$, $2\cdot 10^5\,$ см $^{-3}$. Имеющиеся данные позволяют предполагать, что газовая оболочка ядра галактики Маркарян $298\,$ переменна в непрерывном спектре и в спектральных линиях. Для подтверждения этого предположения нужны систематические спектральные и фотометрические наблюдения.

3. Ранее [28—33] методом многоцветной фотометрии мы исследовали структуру десяти галактик с сейфертовскими ядрами и обнаружили, что галактики Маркарян 290, 298, NGC 1275 и, согласно Стоктону и др. [34], Маркарян 205 содержат звездообразные объекты, которые связаны с морфологическими особенностями галактик. Околоядерные области галактик Маркарян 290, Маркарян 298 и NGC 1275 мы изучили по спектрам, полученным на 6-м телескопе по специальной программе [35—37]. Спектры звездообразных объектов галактик Маркаряна 290 и 298 не имеют ни линий излучения, ни линий поглощения. В спектре звездообразного объекта галактики NGC 1275 наблюдаются линии поглощения, свидетельствующие о наличии в нем звезд ранних спектральных классов. Результаты наших исследований позволяют предположить, что звездообразные объекты в системах перечисленных выше галактик находятся во взаимодействии с сейфертовскими ядрами и связаны с ними эволюционно.

Мы выражаем искреннюю благодарность В. Л. Афанасьеву за получение спектров ядра галактики Маркарян 298, В. А. Липовецкому и А. И. Шаповаловой за помощь в наблюдениях; В. И. Пронику за полезные замечания; В. Т. Жоголевой и Л. И. Филатовой за изготовление рисунков.

Крымская астрофизическая обсерватория

SPECTROPHOTOMETRY OF THE CENTRAL REGION OF GALAXY MARKARIAN 298=IC 1182-4

L. P. METIK, I. I. PRONIK

New data on structure of the central region of Seyfert galaxy Markarian 298=IC 1182-4 are presented on the basis of analysis of

spectra obtained with the UAGS spectrograph on the 6-in telescope (dispersion \sim 95 A/mm). A gaseous formation in the central region of Markarian 298 emitting in the hydrogen and forbidden lines has dimension of 6.5 kpc, electron density of 0.2 cm⁻³ $\leq n_e \leq$ 0.5 cm⁻³ and mass $0.6 \cdot 10^7 \leq \text{M}/\text{M}_{\odot} \leq 7 \cdot 10^8$. Obtained material permits to suppose that this gaseous formation is associated with condensations of blue stars and interacts both with the nucleus of the galaxy and its east stretched structure. The analysis of the available data shows that the nucleus of the galaxy Markarian 298 is Sy1-type distorted by dust absorption. Its hydrogen envelope is opaque in Balmer lines and is heterogeneous by physical conditions. The condensations of gas of different densities $(2 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}, 10^1 \text{cm}^{-3} \text{ and } 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3})$ exist in the zone emitting forbidden lines.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбарцумян, Р. К. Шахбазян, ДАН Арм. ССР, 25, 185, 1957.
- 2. M. Burbidge, G. Burbidge, F. Hoyle, Ap. J., 138, 873, 1963.
- 3. G. Burbidge, M. Burbidge, Ap. J., 130, 629, 1959.
- 4. A. Stockton, Ap. J., 173, 247, 1972.
- Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 5, 581, 1969.
- 6. Э. E. Хачикян, Д. В. Видман, Астрофизика, 7, 389, 1971.
- 7. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 7, 177, 1971.
- 8. D. Weedman, Ap. J., 171, 5, 1972.
- 9. D. Weedmen, Ap, J., 183, 29, 1973.
- 10. W. Sargent, Ap. J., 173, 7, 1972.
- 11. Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 9, 5, 1973.
- 12. A. Koski, Ap. J., 223, 56, 1978.
- Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия, Наука, М., 1972.
 стр. 439.
- 14. Л. П. Метик, И. И. Проник, Изв. Крымской обс., 56, 52, 1977.
- 15. Л. П. Метик, И. И. Проник, Бюлл. Абастуманской обс., 52, 59, 1980.
- 16. Э. А. Дибай, В. И. Проник, Астрон. ж., 44, 952, 1967.
- 17. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Физика межзвездной среды, Наука, М., 1979.
- 18. Э. А. Дибай, Астрон. ж., 57, 677, 1980.
- 19. D. Osterbrock, Ap. J., 215, 733, 1977.
- 20. А. А. Боярчук, Изв. Крымской обс., 35, 45, 1966.
- 21. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Изд-во ЛГУ, 1947.
- 22. Р. Е. Гершберг, Э. Э. Шноль, Изв. Крымской обс., 50, 122, 1974.
- А. Аллер, Распространенность химических влементов, И.Л., М., 1963, стр. 256.
 А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, В. И. Проник, Изв. Крымской
- 25. И. В. Носов, Астрон. цирк., 1050, 1, 1979.

o6c., 39, 147, 1969.

- 26. Th. Adams, D. Weedman, Ap. J., 199, 19, 1975.
- 27. Э. А. Дибай, З. И. Цветанов, Астрон. цирк., 1102, 1, 1980.
- 28. Л. П. Метик, И. И. Проник, Изв. Крымской обс., 52, 65, 1974.
- 29. Л. П. Метик, И. И. Проник, Изв. Крымской обс., 55, 188, 1976.

- 30. Л. П. Метик, И. И. Проник, Изв. Крымской обс., 56, 52, 1977.
- 31. Л. П. Метик, И. И. Проник, Изв. Крымской обс., 59, 182, 1979.
- 32. Л. П. Метик, Изв. Крымской обс., 61, 145, 1980.
- 33. Л. П. Метик, Изв. Крымской обс., (в печати).
- 34. A. Stockton, S. Wyckoff, P. Wehinger, Ap. J., 231, 673, 1979.
- 35. Л. П. Метик, И. И. Проник, Астрофизика, 15, 37, 1979.
- 36. В. Л. Афанасьев, И. И. Проник, Астрофизика, 16, 405, 1980.
- 37. Л. П. Метик, И. И. Проник, Астрофизика, 17, 19, 1981.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

выпуск 4

УДК 523.855

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 1066

В. Л. АФАНАСЬЕВ, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, А. И. ШАПОВАЛОВА
Поступила 3 февраля 1981
Принята к печати 10 апреля 1981

Представлены результаты спектрофотометрии сейфертовской галактики Маркарян 1066. Спектры получены в первичном фокусе 6-м телескопа со спектрографом UAGS и ЭОП УМ-92 с дисперсиями 92 и 45 А/мм в области длин воли $\lambda\lambda$ 4200—7400 А. В спектре отождествлено свыше 60 линий различных элементов с уровнем обнаружения $I \geqslant 0.05\,I_{\rm H}$. Среди слабых линий наиболее богато представлены эмиссионные линии запрещенного железа в различных стадиях ионизации от [Fe II] до [Fe X]. Интелсивности ярких запрещенных линий и их ширины соответствуют средним значениям для галактик типа Sy 2.

По исправленным за покраснение интенсивностям запрещенных линий [NII], [SII], [O III], [Ar IV] определены влектронные плотности и температуры в зонах [N II]— $N_e \simeq 700$ см $^{-3}$, $T_e \simeq 10^4$ К и [O III]— $N_e \gtrsim 3 \cdot 10^5$ см $^{-3}$, $T_e \simeq 10^4$ К. Присутствие широкой компоненты у H_a и H_{β} указывает на существование 3-й зоны— плотной области HII с $N_e \simeq 10^9$ см $^{-3}$, $T_e \simeq 10^4$ К. Используя потоки в линиях H_{β} , [O III] из [27] вычислены параметры газовой составляющей $(M, V_{\rm exp})$, $v_{\rm exp}$, $E_{\rm exp}$, R) в указанных зонах для галактик Маркарян 1066 и Маркарян 744, а также светимости и массы ядер. Массы газа в плотной зоне HII для них составляют M=0.035 \mathfrak{M}_{\odot} и 0.05 \mathfrak{M}_{\odot} , соответственно. Отмечено близкое подобие Маркарян 1066 (Sy 1.9) и Маркарян 744 (Sy 1.8) по физическим характеристикам. Высказано предположение о возможном присутствии широкой компоненты у раврешенных линий других сейфертовских галактик Sy Z.

1. Введение. Ранее нами были опубликованы результаты детальных спектральных исследований ядра галактики сейфертовского типа Маркарян 744 [1]. Настоящая работа является продолжением спектрофотометрии избранных сейфертовских галактик на БТА.

Галактика Маркарян 1066 включена Маркаряном и др. [2] в XI список галактик с ультрафиолетовым континуумом. По описанию в МКГ [3] ата галактика имеет линзу и две внешние почти бесструктурные тугозакрученные спиральные ветви: L; 2swal. На наш взгляд, Маркарян 1066 можно отнести к спиральным галактикам раннего типа с ярким ядром. Наклон оси вращения галактики к лучу зрения составляет $i \gtrsim 60^\circ$, видимая величина $m_{\rm PS} \simeq 14^{\rm m}5$, размеры $d=30\times 17^{\rm m}$, спектральный тип ds2e [2], красное смещение z=0.0123 [4].

Звездная величина и цвета этой галактики, согласно результатам электрофотометрии с диафрагмой 25" Дорошенко и Теребиж [5], составляют: $V=13^m$ 96; $U-B=0^m$ 46; $B-V=0^m$ 93; $V-R=1^m$ 07. Маркарян 1066 отнесена Афанасьевым и др. [4] к типу Sy2.

2. Наблюдения и обработка. Спектры Маркарян 1066 получены в 1977 г. в первичном фокусе БТА со спектрографом UAGS и ЭОП УМ-92 [6] в диапазоне λλ 4200—7400 с дисперсией 92 А/мм и 45 А/мм. Ширина инструментального контура на половине интенсивности (FWHI) составляет ~ 250 км/с при дисперсии 45 А/мм и ~ 400 км/с при дисперсии 92 А/мм, а разрешение ~ 3 А и 5 А, соответственно.

В табл. 1 приведены данные по журналу наблюдений. Для исправления за спектральную чувствительность аппаратуры использовались спектры звезды сравнения BD + 25° 3941 [7] и спектры галактики Маркарян 744 [1], снятые в ту же ночь в тех же условиях. Спектрограммы записаны в почернениях на микрофотометре с цифровым выходом с шагом 0.01 мм и затем обработаны на ЭВМ «М-222» по программе экспрессной обработки спектров, как в [1].

Таблица 1

N₂	Дата наблю- дения	Экспо- эиция (мин)	Эмуль-	Изобра- жения	Диапазон (A)	Дисперсия (А/мм)	Щель (сек.дуги)
1	14.01.77	2	A-600	1.5	6200 - 7400	92	0.7
2		4	,,	11	6100-7450	99	11
3		3	11	,,	4200-5850	11	"
4		1.5	11		4300 - 5540		99
5	31.10.77	2	11	2"	4800-5380	45	1"
6		2	11	11	6400-7000	**	11
7		3	11	11	6500—7000	11	99
		1					

3. Результаты. а) Эмиссионные линии. В спектре Маркарян 1066 хорошо видны яркие эмиссионные линии водорода H_2 , H_3 , H_7 и запрещенные линии [O I] $\lambda\lambda$ 6300, 6364; [O III] $\lambda\lambda$ 4959, 5007; [S II] $\lambda\lambda$ 6717,

6731 A; [N II] 1). 6548, 6584 A; для поиска и отождествления других более слабых эмиссионных линий использовались как индивидуальные записи, так и суммы всех спектров данного диапазона. Линией считался пик, превышающий шумовую дорожку в 3°1, присутствующий во всех спектрах и обязательно в суммарном. Наиболее уверенно выделены линии в диапазонах 1). 4800—5300 и 1). 6400—7000, где все имеющиеся в наличии спектры данного диапазона перекрывались.

При идентификации найденных линий использовались таблицы Мур [8], каталог Мейнела и др. [9], данные о вероятностях атомных переходов из Гарстанга [10, 11]. Визе и др. [12]: результаты наблюдений Теккерея [13] и Аллера и др. [14] пекулярных звезд η Car и RR Tel; данные Нетцера [15], Боксенберга и др. [16] по NGC 4151; О'Коннел и др. [17] по Маркарян 477, 699; и наши данные по Маркарян 744 [1]. Результаты отождествления линий представлены в табл. 2, где последовательно даны: 1— порядковый номер; 2— наблюдаемые длины волн; 3— длины волн, исправленные за красное смещение; 4— интенсивности линий в единицах $I_{\rm H_{3}}=10$; 5— предполагаемое отождествление; 6— примечания. Неуверенные результаты в колонках 2—4 отмечены двоеточием. Интенсивности линий определены с погрешностью $10-15\,^{0}/_{0}$ для $I>I_{\rm H_{3}}$ и $\gtrsim 50\,^{0}/_{0}$ для $I<0.1\,I_{\rm H_{3}}$.

На рис. 1a, b представлены записи в относительных интенсивностях оригинальных спектров Маркарян 1066 в синем и красном диапазонах длин волн. Там же отмечены отождествленные линии из табл. 2 в несмещенной шкале длин волн. Внизу каждого спектра приведена шумовая дорожка.

Большинство слабых эмиссионных линий отождествлено нами с запрещенными линиями железа в различных стадиях ионизации: [Fe II] 4F, 6F, 18F, 19F, 20F, 43F, 44F; [Fe III] 2F; [Fe VII] 1F, 2F и [Fe X]. Интенсивности этих линий такого же порядка, как в спектре Маркарян 744 [1].

Среди других элементов идентифицированы линии ионов He II λ 4686, [Ar IV] IF, 2F ($\lambda\lambda$ 4740, 7237, 7263, 7332) и др. Линия [Ar IV] 2F (λ 7171) нами не обнаружена, хотя согласно вероятностям переходо: [10] она должна быть наиболее яркой в данном мультиплете. Отметим, что в спектре Маркарян 744 эта линия была самой слабой в мультиплете. В отличие от Маркарян 744 в спектре Маркарян 1066 нами не обнаружено эмиссионных линий разрешенного железа Fe II.

В табл. 3 приведены относительные интенсивности ярких эмиссионных линий Маркарян 1066, а также соответствующие данные для Маркарян 744 [1] и средние значения интенсивностей для галактик типа Sy? [18] и Sy 1 [19]. Хорошо видно, что по интенсивностям ярких запрещенных линий Маркарян 1066 близка к средней галактике типа Sy 2, но лучии высокого возбуждения (He II à 4686; [O III]). 4959, 5007) здесь более слабые, чем обычно наблюдается у Sy 2. Отношения ин-

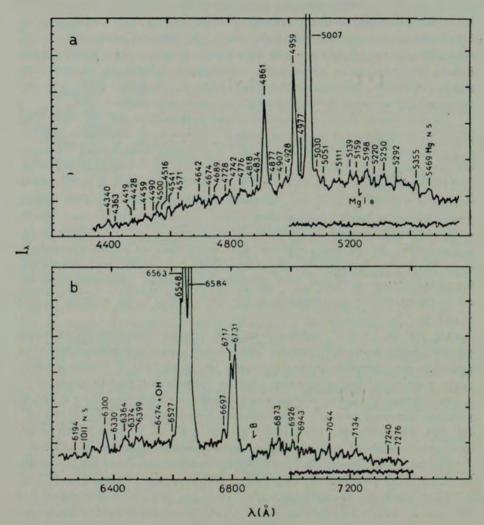


Рис. 1. Запись суммы спектров a) (3+4) и b) (1+2) Маркарян 1066 в относительных интенсивностях. Внизу каждой записи приведена шумовая дорожка. Оригинальная дисперсия 92 А/мм. Номера спектров — согласно данным табл. 1.

тенсивностей линий [N II] λ 6584/ $H_a\sim 1$ и [O III] λ 5007/ $H_\beta\gg 3$ — также типичны для галактик Sy 2. Однако по нашим спектрам можно заподозрить наличие у линий $H_{\alpha j}$ и H_β слабых крыльев шириной $\gg 70$ А и $\gg 35$ А, соответственно.

б) Контуры и ширины линий. Как и ранее [1], разделение бленд и анализ контуров эмиссионных линий выполнен при следующих предполо-

Таблица 2

					Таблица 2
No.	λ _{ii}	$\lambda_{_{\rm H}}/(1+z)$	$I/I_{\rm H_3}=10$	Отождествление	Примечания
1	2	3	4;	5	6
1	4392	4340	4.44	4?40 H,	
2	4415	4363	1.95	4363 [O III] 2F	
3	4472	4419	1.22	4416 [Fe Hj 6F	
4	4480	4428	1.37	4432 [Fe II] 6F	
5	4512	4459	0.7	4458 [Fe II] 6F	
6	4544	4490	0.73	4489, 4493 [Fe II] 6F	
7	4554	4500	1.03	_	
8	4570	4516	0.33	4515 [Fe II] 6F	
9	4596	4541	1.06	4541 He II 2?	
10	4626-30	4571 — 75	1.34	· —	
11	4698	4642	0.36	4640 [Fe II] 4F	
12	(4730 (4745	(4674 \4689	0.82 0.79	_ 4686 He II 1	
13	4784:	4728	0.60	4728 [Fe II] 4F	
14	4800	4742	1.16	4740 [Ar IV] IF	
15	4834	4776	1.49:	4775 [Fe II] 20F	
16	4876:	4818	0.58:	4815 [Fe II] 20F	
17	4892	4834	0.67	- ,	Возможно, крыло На со структурой
18	4920	4861	10.0	4861 H ₃	
19	4936	4877	0.73	4875 [Fe II] 20F; 4881 [Fe III] 2F?	
20	4966	4907	0.73	4905 [Fe II] 20F; 4906 Fe IV?	
21	4988	4928	0.73	4930 [Fe III] 1F; 4924 [Fe III] 2F	
22	5000 — 5008:	4941— 4949	2.22	4942 [Fe VII] 2F; 1947, 4951 [Fe II] 20F	Бленда с [О III] 4959
23	5019	4959	10.30	4959 [O III] 1F	
24	5037	4977	0.91	4973 [Fe II] 20F	
25	5050:	4990	2.74:	4989 [Fe VII] 2F; 4987 [Fe III] 2F	Бленда с [О III] 5007
26	5067	5007	31.3	5007 [O III] 1F	
27	5091	5030	0.97	5033 [Fe III] 2F	
28	5103:	5042	0.67:	5043 [Fe II] 20F	
29	5172:	5111	1.3	5112 [Fe II] 19F; 5108 [Fe II] 12F?	
30	5200	5139	0.85	-	

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6
31	5220	5159	0.70	5158 [Fe VII] 2F; 5158 [Fc II] 18F; 5159 [Fe II] 19F	
32	5260	5198	1.34	5198 [N I] 1F	
33	5282	5220	0.64	5220 [Fe II] 19F	
34	5313	5250	1.19	_	
35	5356	5292	1.16	5297 [Fe II] 19F	
36	5420	5355	0.91	- 11	
37	5648:	5581	1.21	5581 [Fe II] 39F?	
38	5767:	5699	0.61	_	1.11
39	5804:	5736	1.67		
40	6164:	6091	1.64	6086 [Fe VIII 1F	
41	6268:	6194	1.96	6189 [Fe II] 44F	
42	6376	6300	4.01	6300 [OI] 1F	
43	6406	6330	0.78	_	
44	6440	6364	1.73	6364 [O I] 1F	
45	6450	6374	0.96	6374 [Fe X] 1F	
46	6476	6399	1.50	6396 [Fe II] 44F	
47	6552	6474	0.91	6474 [Fe II]; 6552 OH, NS.	
48	6605	6527	1.60	6527 [N II] 1F?	Возможно, крыло На
49	6628	6548	13.91	6548 [N II] 1F	
50	6642	6563	49.7	6563 Hα	
51	6663	6584	41.3	6584 [N II] 1F	
52	6776	6697	1.64	6701 [Fe II] 43F:	
53	6798	6718	11.22	6717 [S II] 2F	
54	6812	6731	11.12	6731 [S II] 2F	
55	6956	6873	2.23	6874 [Fe II] 43F	
56	7009	6926	1.87	_	
57	7026	6943	0.73	6945 [Fe II] 43F	
58	7129	7044	2.33	_	
59	7220	7143	3.05	7131 [Fe II] 43F; 7136 [Ar III] 1F	
60	7328	7240	3.42:	7236[Ar IV]2F+OH7337	
61	7364-60	7276—72	2.10:	7263[Ar IV]2F+OH7366	
62	7428:	7339		7332[Ar IV]2F	

жениях: 1) запрещенные линии [S II], [N II], [O III] и узкие компоненты разрешенных линий водорода имеют гауссовские профили и образуются в одинаковых областях; 2) теоретическое отношение интенсивностей линий [N II] — $I(\lambda 6584)/I(\lambda 6548) = 2.9$; 3) контуры широких компонентов гладкие.

					Таблица .
Ион	λο	Марк 1066	Марк 744 [1]	Sy 2 [18]	Sy 1 [19]
[0 [[]]	436 3	0.2	0.21	0.17	0.02
He II	4686	0.08	0.16	0.22	0.32
Нà	4861	1.0	1.0	1.0	1.0
[0 111]	4959	1.03	1.5	2.7	0.16
[0 []]	5007	3.4	4.5	8.1	0.48
[01]	6300	0.4	0.63	0.80	0.03
[10]	6364	0.17	0.36	0.29	0.02
[N II]	6548	1.39	1.81	1.65	0.08
Hα	6563	4.97	7.04	5.2	3.6
[NII]	6584	4.13	5.44	5.0	0.25
[8]]	6717	1.22	1.51	1.39	0.08
[S II]	6731	1.11	1.31	1.30	0.06

На рис. 2a, b представлены теоретические (пунктир) и наблюдаемые (сплошная линия) контуры [O III] λ 4959 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717, 6731, а также остаток после вычитания наблюдаемого и теоретического контуров (штрих-пунктир). Там же нанесена ошибка $3\sigma_I$, определенная по шумовой дорожке рядом с соответствующими линиями. Видно, что в пределах $3\sigma_I$, контуры описываются гауссовскими профилями.

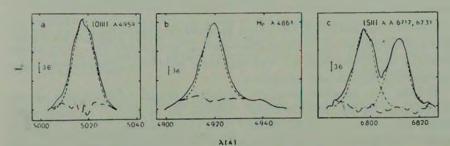


Рис. 2. Контуры вмиссионных линий [O III], H_{β} и [S II] в ядре галактики Маркарян 1066 в относительных интенсивностях. Сплошные линии — наблюдаемые контуры, пунктир — теоретические, штрих-пунктир — результат вычитания наблюдаемого и теоретического контуров.

На рис. За приведен результат разделения бленды $H_{\mathfrak{a}}$, [N II] для случая, когда отсугствует широкий компонент у $H_{\mathfrak{a}}$, т. е. $H_{\mathfrak{a}}$ полностью представляется одной гауссианой, а на рис. 3b — для случая, когда широкий компонент у $H_{\mathfrak{a}}$ выделяется. Штрих-пунктиром изображены результаты вычитания наблюдаемого и теоретического контуров. Очевидно, что при наличии широких крыльев (рис. 3b) согласие теоретического и наблюдаемого контуров много лучше. Аналогично, в случае $H_{\mathfrak{b}}$, попытка представить контур одной гауссианой также привела к отрицательному результату. На рис. 2b изображено разделение $H_{\mathfrak{b}}$ на узкий и широкий компоненты. Таким образом, наличие слабых широких крыльев у линий $H_{\mathfrak{a}}$, $H_{\mathfrak{b}}$, на наш взгляд, практически не вызывает сомнения.

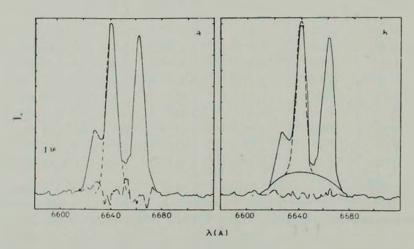


Рис. 3. Контуры линий H_0 и [N II] в ядре галактики Маркарян 1066. Обозначения как на рис. 2. а) Теоретический контур H_0 представлен простым гауссовским профилем. b) Теоретический контур H_0 представлен в виде 2-х компонентов: узкого — простой гауссовский профиль (пунктир) и широкого — плавная кривая (жирная линия).

Необходимо отметить, что после вычитания наблюдаемого и теоретического контуров на рис. 3b, ошибки иногда превышают $3^{\sigma}I$, что может указывать на асимметрию и, следовательно, плохую представимость контура простым гауссовским профилем.

В табл. 4 приведены данные о ширинах ярких эмиссионных линий, исправленных за инструментальный контур, на половине интенсивности ($\Delta V_{1/2}$) и на нулевой интенсивности (ΔV_{0}), выраженные в км/с. Средняя ширина запрещенных линий на половине интенсивности близка к таковой для галактик типа Sy 2 [18]. Ширина линии H_{2} на нулевой интенсивности приблизительно в 3 раза меньше, чем у средней галактики типа Sy 1 [19].

в) Непрерывный спектр и линии поглощения. На наших спектрограммах (табл. 1) спектры синего и красного диапазонов длин волн не перекрывались. Исправив спектры за спектральную чувствительность аппаратуры, мы, с помощью соответствующей нормировки, привязали диапазоны так, чтобы непрерывный спектр был плавным.

			Таблица 4
λο	Ион	$\Delta V_{1/2}$ (km/c)	ΔV_0 (RM/c)
4861	Нз	500	1740
4959	[0 III]	580	1140
5007	[0 111]	480	1530
6548	[N II]	330	830
6563	H₂	430	3410
6584	[N II] '	360	930
6717	[S II]	320	790
6731	[S II]	310	870
Среднее по запре-		400±110	1010±280
Среднее Sy 2 [18]		570 <u>±</u> 120	

Континуум Маркарян 1066 в области $\lambda\lambda$ (4200—7400) следует степенному закону: $F \sim v^{-\alpha}$, где $\alpha = 2.5 \pm 0.5$. Большая погрешность в определении α связана с ошибками привязки диапазонов и калибровки. Отметим, что непрерывный спектр Маркарян 1066 круче, чем в случае Маркарян 744 [1], что хорошо согласуется с результатами электрофотометрии U, B, V, R цветах [5].

В спектре Маркарян 1066 нами найдена в поглощении Mg Ib полоса с эквивалентной шириной $W_* \sim (1 \div 2)$ A, что близко к соответствующему значению у спиральных галактик [17]. О наличии других характерных линий поглощения (H и K Ca II, D линии NaI) мы, к сожалению, судить не можем, поскольку на наших спектрах отсутствуют участки с $\ell < 4200$ и $\ell \lambda \lambda$ (5850—6100).

г) Покраснение. Наблюдаемый бальмеровский декремент Маркарян 1066 значительно отличается от рекомбинационного. Предположим, что это отличие связано с покраснением излучения вследствие поглощения. Тогда, для определения параметра экстинкции «с» воспользуемся соотношением [20]:

$$\lg I(\lambda) = \lg I_0(\lambda) + cf(\lambda) + \text{const}, \tag{1}$$

где $I(\lambda)$ — интенсивность линии при отсутствии поглощения, $I_0(\lambda)$ — наблюдаемая интенсивность, $f(\lambda)$ — кривая покраснения.

Решая уравнение (1) по методу наименьших квадратов и используя значения рекомбинационного и наблюдаемого бальмеровского декрементов, получим $c=0.67\pm0.07$.

При этом были приняты наши значения наблюдаемого бальмеровского декремента, значения теоретического рекомбинационного бальмерозского декремента $I(H_{\alpha}:H_{\beta}:H_{\gamma})=2.85:1.0:0.469$, рассчитанные в [21] для В случая поля излучения ($T_{\epsilon}=10^{\circ}$ K, $N_{\epsilon}=10^{\circ}$ см $^{-3}$) и стандартная кривая межзвездного покраснения [22].

Таким образом, в пределах ошибок измерений наблюдаемый бальмеровский декремент Маркарян 1066 хорошо объясняется покраснением излучения вследствие поглощения. Величина поглощения в визуальной области составляет $A_V \sim 1^m 5! \div 1^m 8$. (При оценке A_V использованы соотношения $E_{B-V} = 0.72 \cdot c$ [18] и $A_V = R \cdot E_{B-V}$, где $R \sim 3.2 \div 3.8$ [23].

Отметим, что полученное значение параметра экстинкции практически совпадает со средним для галактик типа Sy 2 [18] (c=0.7).

В настоящее время имеется ряд косвенных аргументов в пользу того, что покраснение разрешенных и запрещенных линий у галактик Sy 2 примерно одинакозо [18].

д) Физические условия. Для определения электронной плотности N_{\bullet} и электронной температуры T_{ϵ} мы использовали наши значения интенсивностей запрещенных линий [N II], [S II], [O III]), [A IV], исправленные за полученное в пункте 2r покраснение.

Расчетные формулы для теоретической зависимости относительных интенсивностей линий [O III] ($I_{4364}/I_{4959+5007}$) и (N II) ($I_{5755}/I_{6548+6584}$) от N_e , T_e взяты из работы [24], для [S II] (I_{6717}/I_{6731}) — из [25] и для [Ar IV] — из [29]. На рис. 4 представлены графические решения соответствующих уравнений в плоскости Ig N_e , Ig T_e для наблюдаемых (сплошные линии) и исправленных за покраснение (пунктир) относительных интенсивностей вышеуказанных линий. Поскольку на наших спектрах линии [N II] λ 5755 и [Ar IV] λ 4711 отсутствовали, мы приняли, что они слабее нашего уровня обнаружения ($I \leq 0.05 \, I_{\rm Hg}$). Поэтому по линиям '[N II] мы определяли верхний предел T_e , а по [Ar IV] — нижний предел N_e . Как видно из рис. 4, в ядерной области Маркарян 1066 отчетливо выделяются две зоны разной плотности: 1) [N II] — со средним значением $N_e \approx 700 \, {\rm cm}^{-3}$ и $T_e \lesssim 10500 \, {\rm K}$; 2) [O III] — с $N_e > 3 \cdot 10^5 \, {\rm cm}^{-3}$ и $T_e < 15000 \, {\rm cm}^{-3}$ и $T_e < 10^5 \, {\rm cm}^{-$

Наличие слабых широких крыльев у разрешенных линий водорода (см. пункт 26) свидетельствует о существовании в ядерной области Маркарян 1066 также зоны высокой плотности с $N_e > 10^8$ см $^{-3}$.

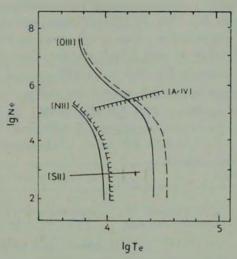


Рис. 4. Кривые равных отношений наблюдаемых (сплошные линии) и исправленных за покраснение (пунктир) авроральных и небулярных линий разных ионов на плоскостч N_e , T_e . Область допустимых значений N_e , T_e для зоны [N II], [S II] — слева от заштрихованной области, а для зоны [O III], [Ar IV] — вверху от заштрихованной области.

е) Определение параметров газовой составляющей ядра Маркарян 1066. Зная полную светимость в данной линии и объемную светимость, можно определить эффективный объем излучающего газа:

$$V_{s\phi\phi_i} = \frac{L_i}{\varepsilon_i}$$

где L_i — наблюдаемая светимость в линии i; ε_i — светимость 1 см³ газа в той же линии.

При известной электронной плотности можно вычислить: массу газа $M=N_{\bullet}\cdot V_{\bullet \varphi \varphi}\cdot m_{\rho}$, его кинетическую энергию $E_{\kappa}=(1/2)\,Mv^2_{\bullet \varphi \varphi}$ и характерный размер излучающей области $R=\sqrt[3]{3\,V_{\bullet \varphi \varphi}/4\pi z}$ ($v_{\bullet \varphi \varphi}$ —скорость на половине интенсивности, z— фактор скважности, равный $\sim \! 10^{-3} \, [26]$). Потоки в линиях Маркарян 1066 составляют:

$$F(H_3) = (5.7 \pm 3.7) \cdot 10^{-14} \frac{\text{apr}}{\text{cm}^2 \text{c}}$$

$$F([OIII] \lambda 5007) = (16.4 \pm 2.3) \cdot 10^{-14} \frac{\text{apr}}{\text{cm}^2 \text{c}}$$

согласно наблюдениям Дорошенко и Теребиж [27] на 125-см телескопе Южной станции ГАИШ со сканирующим спектрометром с диафрагмой 25" и шириной полосы $\delta\lambda=100$ А. Предполагая, что основной вклад в излучение в линиях определяется ядром и принимая расстояние до галактики r=49 Мпс [4] (H=75 км/с Мпс), мы получили светимость в линиях $L_{\rm H_2}=1.5\cdot 10^{10}$ эрг/с и $L_{1959+5007}=5.5\cdot 10^{10}$ эрг/с. По нашим данным эквивалентные ширины линий составляют: $W_{\rm H_3}-24.7$ А; $W_{6581}=83.8$ А; $W_{6717}=22.6$ А; $W_{6731}=22.1$ А; $W_{4959}=24.6$ А. Соответствующие светимости в запрещенных линиях [N II], [S II] равны: $L_{\rm [NII]}=6.8\cdot 10^{10}$ эрг/с; $L_{\rm [S\ II]}=2.71\cdot 10^{10}$ эрг/с. Объемная светимость в линиях найдена из соотношения:]

$$\varepsilon = n_2 A_{21} h v_{12},$$

 r_{Ae} n_{2} — населенность 2-го уровня, A_{2i} — вероятность спонтанного перехода.

Населенность n_2 для [N II], [O III] определена из решения уравнения стационарности для пятиуровенного атома. Было принято нормальное обилие элементов [28] и считалось, что в зоне [O III] все атомы кислорода находятся в состоянии [O III], а в зоне [N II] — все атомы азота в состоянии [N II]. Численные значения атомных параметров взяты из [12, 28]. Согласно нашим определениям для зоны [O III] принято $N_e = 1.75 \cdot 10^6$ см⁻³, $T_e = 10^4$ K, а для зоны [N II] — $N_e = 700$ см⁻³, $T_e = 10^4$ K. Для [S II] использован коэфрициент объемного излучения, рассчитанный в [29].

Далее, мы считаем, что широкие компоненты разрешенных линий водорода образуются в плотной зоне с $N_e \simeq 10^9$ см $^{-\beta}$, $T_e \simeq 10^4$ K, а узкие компоненты — в зонах [O III] и [N II]. По нашим данным эквивалентные ширины широких и узких компонентов линий водорода соответственно равны:

$$W_{\rm H_3}$$
 (шир.) = 8.4 A; $W_{\rm H_3}$ (шир.) = 76 A; $W_{\rm H_3}$ (узк.) = 16.3 A; $W_{\rm H_4}$ (узк.) = 90 A.

Из соотношения эквивалентных ширин следует, что в широком компоненте излучается энергии (почти в 2 раза меньше, чем в узком. что соответствует в случае линии H_3 :

$$L_{\rm H_3}$$
 (шир.) = 0.5 \cdot 10⁴⁰ эрг/с.

Объемный коэффициент излучения водорода в линии На вычислен по формуле [30]:

$$\varepsilon(H_{\beta}) = 22.4 \cdot 10^{-20} N_e^2 \frac{b_4(T_e)}{T_e^{3/2}} e^{\frac{9814}{T_e}} = 1.22 \cdot 10^{-25} N_e^2,$$

где $b_{\bullet}(T_{\epsilon})$ — параметр, характеризующий степень отклонения от термодинамического равновесия, взят из [31] (случай В поля излучения).

Результаты расчетов соответствующих параметров ($V_{\bullet \bullet \bullet}$, M, $v_{\bullet \circ \bullet}$, E, R) зон [N II], [O III], HII (плотная зона) приведены в табл. 5.

Таблица 5

Марк. 1066	Марк. 744	Марк. 335	Параметры
1	2	3	4
13 ^m 96	13 ^m 72	13 ^m 6	Ввездная величина ядра (V , $A = 25"$]
0.93	0.88	0.28	B-V
0.46	0.20	-0.65	U-B
3574	2755	7900	Лучевая скорость (км/с)
48	37	106	Расстояние в Мпс (H=75 км/с Мпс)
-19.2	-18.5	-21.2	Абсолютная звездная всличина, исправленная за поглощение в Галактике (M_B ; $A=25^{\circ}$)
1.5-1040	1.1.1040	1.8-1042	Светимость в линии Н3 (врг/с)
0.33	0.66	0.85	$L_{ m H_{eta}}$ (шир.)/ $L_{ m H_{eta}}$ (полная)
		Зон	a [NII]
700	830		Плотность газа N. (см-3)
165	210		Эффективная скорость (км/с)
4.9-104	3.7-104		Масса газа (Мо)
1.3-1052	1.2.1052		Кинетическая энергия (эрг)
87	71		Характерный размер (пс)
		Зона	a [O III]
1.75.10	104	102	Плотность газа N. (см-3)
± 250	± 305	±350	Эффективная скорость (км/с)
26	28	200	Масса газа (Мо)
1.7-1049	2.6:1040	2 · 1050	Кинетическая внергия (эрг)
0.6	0.64	1	Характерный размер (пс)

Таблица	5	(окончание)
---------	---	-------------

1	2	3	4
	п.	вное квитом	Н II (принято $T_e = 10^4$)
109	109	109	Плотность газа N_e (см $^{-3}$)
±990	± 1400	± 1750	Эффективная скорость (км/с)
$3.5 \cdot 10^{-2}$	5.1·10 ⁻²	10	Масса газа (Мо)
3.4.1047	5-1047	3 · 1050	Кинетическая энергия (эрг)
0.007	0.008	0.05	Характерный размер (пс)
		Цен	тральное тело
2.3.10	5.1.106	5 · 107	Macca (Mo)
1.9-1043	2.4.1043	6-1044	Светимость в полосе (0.36-3.5 мкм) (врг/с

ж) Оценка массы и светимости ядра. Как в [32] мы предполагаем, что широкие эмиссии в спектре обусловлены параболическими скоростями газа в гравитационном поле ядра. Тогда масса ядра согласно [26] равна

$$M_{\pi} = \frac{3 \, v^2}{2} \frac{R}{R} = 2.3 \cdot 10^6 \, \mathrm{M}_{\odot}$$

где $v_{*\phi\phi}$ — эффективная скорость на половине интенсивности в плотной зоне H II, а R — ее радиус.

Поскольку для Маркарян 1066 отсутствуют инфракрасные измерения, мы можем получить только нижнюю (оптическую) оценку светимости ядра. Пусть излучение в линии H_3 обусловлено только ядерной областью, тогда внергия континуума вблизи H_5 составляет

$$E_{\text{\tiny KOHT.}} = \frac{L(H_{\beta})}{W(H_{\beta})} = 6.1 \cdot 10^{38} \; \text{spr/c A}.$$

Считая спектр плоским в интервале длин волн 0.36—3.5 мкм, мы получим болометрическую светимость ядра:

$$L_{60A_*} > 1.9 \cdot 10^{13} \text{ apr/c.}$$

Соответствующий предел эддингтоновской светимости ядра [33]:

$$L_{\text{add}} \sim 10^{38} \ M/M_{\odot} \simeq 2.3 \cdot 10^{11} \ \text{apr/c}.$$

3. Обсуждение результатов. Рассмотрим сравнительные характеристики Маркарян 1066 и других сейфертовских галактик.

Из табл. 3 хорошо видно, что интенсивности запрещенных линий Маркарян 1066 близки к соответствующим значениям у галактик типа Sy 2. Правда линии He II й 4686 и [O III] да 4959, 5007 несколько слабее, чем у Sy 2, что указывает на более низкое возбуждение. В спектре Маркарян 1066 хорошо представлены линии запрещенного железа в разных стадиях ионизации от [Fe II] до [Fe X], что типично для Sy 2. Средние полуширины запрещенных линий близки к таковым у средней галактики типа Sy 2 (табл. 4).

Непрерывный спектр следует степенному закону в виде $F_v \sim v^{-1}$, где $z \sim 2.5$, что близко к среднему для Sy 2.

Обнаруженная полоса MgIb имеет эквивалентную ширину \sim (1÷2) A, что также характерно для Sy 2. Бальмеровский декремент Маркарян 1066 хорошо объясняется покраснением вследствие поглощения, параметр покраснения $c \simeq 0.7$, что соответствует среднему у галактик типа Sy 2.

Как и у других объектов типа Sy 2, в ядерной области Маркарян 1066 имеются две зоны низкой плотности: [O III], [Ar IV]— $N_e \simeq 1.75 \cdot 10^9$ см $^{-3}$, $T_e \simeq 10^4$ K и [N II], [S II]— $N_e \simeq 700$ см $^{-3}$, $T_e \simeq 1050$ K.

В спектре Маркарян 1066 нами подтверждено присутствие слабого широкого компонента у линий водорода H_{\star} и H_{3} — типичный признак Sy 1. Ширина крыльев при нашей точности определения приблизительно в три раза меньше, чем у средней Sy 1.

Итак, по всем характеристикам Маркарян 1066 принадлежит к типу Sy 2, но с учетом наличия широкого компонента мы относим ее к типу 1.9 по классификации Остерброка. Тогда галактику Маркарян 744, имеющую в полтора раза более мощный широкий компонент, можно отнести к типу 1.8.

В табл. 5 мы приводим сводные данные для ядра сейфертовской галактики Маркарян 1066 вместе с соответствующими данными для сейфертовских галактик типа Sy 1 Маркарян 335 [34] и Маркарян 744. (Для Маркарян 744 мы выполнили расчеты, аналогичные приведенным эдесь. используя результаты из [1] и абсолютные потоки H_β и $H_\alpha+[N\,II]$ из [27]).

Хорошо видно близкое подобие по всем характеристикам галактик Маркарян 744 и Маркарян 1066. Соответствующие характеристики сейфертовской галактики типа Sy 1 Маркарян 335 свидетельствуют о более мощных процессах в ее ядре. В пользу этого также свидетельствуют типичные для Sy 1 отношения болометрической и эддингтоновской светимостей, полученные для галактик Маркарян 744 и 1066 (\geqslant 0.1). Для 49 Sy 1 и близких QSO это отношение составляет 0.2 ± 0.05 [35].

Интересно отметить, что если зоны Маркарян 744 и 1066 образовались как результат отдельных взрывов в их ядрах [36], то с учетом кинематического времени жизни каждой подсистемы получается, что накопленная масса в зонах [О III] и [N II] должна быть на порядок меньше на-

блюдаемой. Очевидно, в случае взрывной гипотезы, активность в прошлом должна была быть, по крайней мере, на порядок выше.

Таким образом, сейфертовская галактика Маркарян 1066 вслед за Маркарян 744 является еще одним примером, казалось бы, типичной галактики Sy 2, у которой, однако, присутствуют слабые широкие крылья у водородных линий. Как и ранее в [1], мы считаем, что можно ожидать наличия слабых широких компонентов водородных линий у многих других галактик типа Sy 2.

В заключение отметим, что подробное исследование контуров линий, выполненное для ряда рентгеновских галактик с узкими эмиссионными линиями [37], позволило обнаружить широкие компоненты водородных линий у 3-х из шести объектов. По своим спектральным характеристикам все эти объекты практически не отличимы от Sy 2.

Мы искрение благодарны В. Т. Дорошенко и В. Ю. Теребижу за предоставление результатов по абсолютным потокам в линиях у Маркарян 744 и 1066 до публикации.

Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

SPECTROPHOTOMETRY OF THE SEYFERT GALAXY MARKARIAN 1066

V. L. AFANASJEV, V. A. LIPOVETSKY, A. I. SHAPOVALOVA

The spectrophotometric results are presented for the Seyfert galaxy Markarian 1066. The spectra are obtained in the prime focus of the 6-meter telescope with the spectrograph UAGS and the image tube UM-92 with the dispersion 92 and 45 A/mm in the range 10. 4200—7400. More than 60 lines of different elements with the detection limit $l \geqslant 0.05\, l_{\rm H_3}$ are indentified in the spectrum. Among weak lines the forbidden emission lines of iron in different ionization stages from [Fe II] to [Fe X] are represented most richly. The intensities of bright forbidden lines and their widths are in agreement with the mean values for the galaxies of Sy 2-type.

Continuum follows the power law I, $\sim v^{-\alpha}$ where $\alpha=2.5\pm0.5$. The absorption line MgIb with an equivalent width 1-2 A typical for spiral galaxies is detected. Blends of the emission lines [SII] $\lambda\lambda$ 6717/31 and $H_a + [NII] \lambda\lambda$ 6548/84 are divided in the assumption of representation of forbidden line profiles by Gaussian profiles. A broad component is found in H_a ($\Delta\lambda \gg 75$ A) and in H_3 ($\Delta\lambda \gg 35$ A) in which the energy emits two times as less as in the sharp component, L (H_3 broad) =

= 0.5×10^{10} erg/s. The Balmer decrement $(H_\alpha/H_\beta/H_\gamma)$ in the nucleus of Markarian 1066 is well explained by reddening owing to the absorption with the extinction parameter c=0.7 equal to the mean value for Sy 2.

The electron densities $Ne \simeq 700~cm^{-3}$ and electron temperatures $Te \simeq 10^4~K$ in [N II] region and $Ne \gtrsim 3 \cdot 10^5~cm^{-3}$ and $Te \simeq 10^4~K$ in [O III] region are deduced from the corrected for reddening intensities of the forbidden lines [N II], [S II], [O III], [Ar IV]. The presence of broad component in H_a and in H_a indicates the existence of the third region (dense region H II with $Ne \simeq 10^9~cm^{-3}$, $Te \simeq 10^4~K$.). The parameters of gaseous component (M, $V_{\rm eff}$, $v_{\rm eff}$, E_k , R) in the regions mentioned above for the galaxies Markarian 1066 and Markarlan 744 and also luminosity and mass of nuclei are calculated by using fluxes in the lines H_a , [O III] from [27]. Gaseous mass in the dense region H II for them are $M=0.035 M_0$ and $0.05 M_0$ relatively. Close relation between Markarian 1066 (Sy 1.9) and Markarian 744 (Sy 1.8) is noted in physical characteristics. It is suggested that a broad component is probably present in the allowed lines in other Seyfert galaxies of the Sy 2-type.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. Л. Афанасьгв, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Астрофизика, 15, 557, 1979.
- 2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 13, 397, 1977.
- 3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, ч. 2, Изд-во МГУ, 71, 1964.
- 4. В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 16, 193, 1980.
- 5. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж, Письма АЖ, 5, 571, 1979.
- 6. В. Л. Афанасьев, А. А. Пимонов, Изв. CAO, 13, 1980 (в печати).
- 7. R. P. S. Stone, Ap. J., 193, 135, 1974.
- 8. C. E. Moore, A Multiplet Table of Astrophysical Interest, Princeton, 1945.
- 9. A. B. Meinel, A. F. Aveni, M. W. Stockton, Catalogue of Emission Lines in Astrophysical Objects, Univ. of Arizona Press, Tucson, 1969.
- 10. R. H. Garstang, M. N., 117, 393, 1957; 118, 572, 1958; 124, 321, 1962.
- R. H. Garstang, I.A.U. Symposium No. 34, Ed. D. E. Osterbrock and C. R. O'Dell, Reidel, Dordrecht, 143, 1968.
- 12. W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Glennan, Atomic Transition Probabilities, vol. 1, Washington, 1964.
- 13. A. D. Thackeray, M. N., 113, 211, 1953; 135, 51, 1967.
- L. H. Aller, R. S. Polidan, E. J. Rhodes, G. W. Wares, Astrophys. Space Sci., 20, 93, 1968.
- 15. H. Netzer, M. N., 169, 579, 1974.
- 16. A. Boksenberg, K. Shortridge, D. A. Allen, R. A. E. Fosbury, M. V. Penston, A. Savage, M. N., 173, 381, 1975.
- 17. R. W. O'Connell, K. A. Kingham, P. A. S. P., 90, 244, 1978.
- 18. A. T. Koski, Ap. J., 223, 56, 1978.
- 19. D. E. Osterbrock, Ap. J., 215, 733, 1977.

- 20. M. J. Seaton, Rep. Progr. Phys., 23, 313, 1960.
- 21. M. Brocklehurst, M. N., 153, 471, 1971.
- 22. A. E. Whitford, A. J., 63, 201, 1958.
- 23. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Межэвездная среда, М., 1963, стр. 195.
- 24. M. J. Seaton, M. N., 170, 475, 1975.
- 25. И. В. Носов, Астрон. цирк., № 1050, 1979.
- 26, Э. А. Дибай, Астрон. ж., 55, 456, 1978.
- 27. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж, Частное сообщение, 1979.
- 28. C. W. Allen, Astrophys. Quant. Univ. of London, Athlone Press, 1973.
- 29. И. С. Балинская, К. В. Бычков, Сообш. САО, 26, 51, 1979.
- 30. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, Изв. Крымской обс., 29, 291, 1963.
- 31. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, Изв. Крымской обс., 38, 208, 1968.
- 32. L. Woltjer, Ap. J., 130, 38, 1958.
- 33. Э. А. Дибай, Письма АЖ. 3, 3, 1977.
- 34. Э. А. Дибай, Астрон. ж., 57, 677, 1980.
- 35. Э. А. Дибай, Письма АЖ, 5, 379, 1979.
- 36. Э. А. Дибай, В. И. Проник, Астрон. ж., 44, 952, 1967.
- 37. P. Veron, P. O. Lindblad, E. J. Zuiderwijk, M. P. Veron, G. Adam, Astron. Astrophys., 87, 245, 1980.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОГО КВАЗИЗВЕЗДНОГО ОБЪЕКТА

М. А. КАЗАРЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 16 марта 1981

Приведены результаты спектрофотометрического исследования квазизвездного объекта N_2 102 из списка галактик с ультрафиолетовым избытком [1]. Построены контуры и определены эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий. Делается вывод о том, что некоторые квазизвездные объекты и галактики Sy 1 по своим физическим характеристикам представляются объектами одного класса.

1. Введение. Исследуемый объект входит в список галактик с ультрафиолетовым избытком [1] под номером 102. До опубликования списка [1] он уже был известен как объект под названием «Казарян 102» [2]. Предварительное исследование показало, что он является квазизвездным объектом с небольшим красным смещением (z=0.136) и светимостью ($M_{\rm V}=-22^{\rm m}$ 9, при H=75 км/с Мпс), обладающим характеристиками галактик типа Sy 1 [3]. Дальнейшие исследования, проведенные на основании более обширного материала (см., например, [2]), показали, что некоторые квазары и Sy 1 по многим физическим характеристикам похожи друг на друга. Поэтому особый интерес представляет обнаружение и подробное исследование квазизвездных объектов с небольшим красным смещением и с характеристиками сейфертовских галактик первого типа, подобных Маркарян 205 [4—6] и объекту № 102. Такие работы могут пролить свет на природу квазаров вообще и выяснить, действительно ли часть из них является далекими сейфертовскими галактиками первого типа.

В настоящей работе приведены результаты спектрофотометрического исследования объекта № 102, некоторые данные о котором были опубликованы ранее в [1—3].

2. Наблюдательный материал. Спектры объекта № 102 были получены на 90", 107" и 200" телескопах обсерваторий Стюард, Мак Дональд и Хейл (США). Сведения об этих снимках приведены в табл. 1, в столбцал которой помещены: дата наблюдения, номер пластинки, телескоп, сорт эмульсии, дисперсия спектрографа и спектральный диапазон наблюдений.

При всех наблюдениях ширина щели спектрографа была порядка 1", за исключением спектра UVITS 301, при наблюдении которого ширина щели была равна 1".5. Все спектры, кроме Q 4250 и Q 4351, калиброваны по отпечаткам марок трубочных фотометров обсерваторий Стюард и Мак-Дональд. Спектры обработаны на универсальном спектрофотометре Бюраканской обсерватории.

Таблица 1

Дата	Порядковый номер	Телескоп	Эмульсия	Экспо- энция (мин)	Диспер- сия (Амм)	Спектраль- ный интер- вал (А)
1. 6. 1973	957a	90"	Kodak IIa-O	45	240	3100-7300
27. 7. "	Q 4250	200	Kodak IIa-D	20	190	33 00—6 7 00
7 8. "	Q 4351	200	**	10	190	4500-7800
23. 9. "	UVITS 301	107	11	25	230	3500-7300
24. 9. "	UVITS 306b	107	11	15	230	89
25. 9. "	UVITS 311.	107	11	25	230	49

3. Контуры, эквивалентные ширины и относительные интенсивности линий. В спектрах объекта № 102 отождествлены эмиссионные линии H_{α} , [O III] $i\lambda$ 5007, 4959, H_{β} , H_{τ} , H_{α} , H_{ϵ} , H_{ϵ} [Ne III] $i\lambda$ 3967, 3869 и ультрафиолетовый дублет Mg II i 2800. Построены контуры линий H_{α} , [O III] $i\lambda$ 5007, 4959, H_{τ} и H_{δ} , приведенные на рис. 1. На нем для всех контуров масштаб по горизонтальной оси одинаков (он отмечен на рисунке). По вертикальной оси отложены величины $S_{\lambda} = I_{\delta}I_{\delta}^{0} - 1$, где I_{λ} и I_{δ}^{0} — интенсивности внутри контура линии и непрерывного спектра соответственно. Масштаб для контура линии H_{α} по вертикальной оси взят в 2.5 раза меньше по сравнению с остальными линиями. Профили линий H_{α} и H_{δ} построены с помощью спектров Q 4351 и Q 4250 соответственно, а профили остальных линий по спектру № 957 $_{\alpha}$.

 H_a рис. 2 приведены репродукции спектров Q 4351 и Q 4250, на первой из которых хорошо видна широкая линия H_a , а на второй — остальные эмиссионные линии. Из рис. 2 видно также, что H с двух сторон максимума интенсивности сливается с линиями неба M 5577 и 5463. По этой причине построить ее профиль было трудно.

В табл. 2 приведены эквивалентные ширины некоторых линий и среднеквадратические ошибки одного измерения для различных дней. Из табл. 2 видно, что менее уверенные оценки получены для линии Нэ, так как при определении ее эквивалентной ширины довольно трудно было учесть влияние сливающихся с ней линий неба.

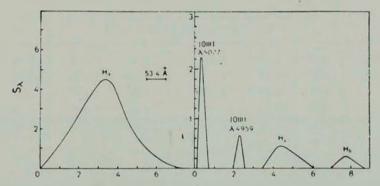


Рис. 1. Контуры эмиссионных линий объекта № 102: H_{α} . [О III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{γ} и H_{δ} , построенные по спектрам Q 4250, Q 4351 и № 957а.

В таба. З приведены относительные интенсивности эмиссионных линий объекта \mathbb{N}_{2} 102, определенные по трем спектрограммам, и их средние значения. При определении относительных интенсивностей учет спектральной чувствительности системы для спектрограммы \mathbb{N}_{2} 957а проведен при помощи непрерывного спектра одной звезды типа A0 ($\alpha_{1950}=22^{h}43^{m}.3$, $\delta_{1950}=+11^{\circ}26'$, $m_{pg}=15^{m}.0$), спектр которой наблюден в той же системе, в ту же ночь.

Таблица 2

Ион	λo	957a	957 _a Q 4250 Q 4351 UVITS 301		UVITS 311c	₩ _λ (A)	3 (A)	
ні	6563		_	750	_	_	750	_
[0]]]	5007	39	40	_	29	29	34	6
[0 111]	4959	10	7	-	10	11	10	2
HI	4861	88	110	_	60	76	84	21
HI	4340	33	47		48	45	43	7
HI	4102	14	12		15	14	14	1

Что же касается спектральной чувствительности системы UVITS, то она определена с помощью известного распределения непрерывного спектра талактики 3С 120, приведенного в работе [7]. Ее спектры были получены

28 сентября 1973 г. в той же системе, с экспозициями 8 и 3 мин. Однакодля областей H_{α} и Mg II λ 2800 эта кривая определена неуверенно, поэтому их относительные интенсивности не определены.

Таблица 3 $I_{\lambda}/I_{\rm H_3}$ $I_{\lambda}/I_{\rm Ha}$ Ион No. UVITS 301 UVITS 311c 957_n 0.47 0.04 [[[] [0] 5007 0.39 0.42 0.43 0.14 [0 111] 4959 0.13 0.16 0.14 0.02 1.00 1.00 1.00 1.00 HI 4861 HI 0.35 0.48 0.34 0.39 0.08 4340 0.06 0.07 0.20 0.14 0.14 HI 4102 HI3970 0.05 0.11 0.08 [Ne III] 3967 HI 3889 0.19 0.1 0.17 0.30 0.09 [Ne III] 3869

Известно, что 3С 120 является переменным объектом, поэтому использовать его в качестве стандарта не совсем удобно. Однако мы вынуждены вто сделать, так как во время наблюдений с системой UVITS какие-либо другие стандартные объекты не были наблюдены. С другой стороны, для оценки относительных интенсивностей эмиссионных линий в области примерно № 3900—5000 А изменение яркости 3С 120 не может существенно повлиять на результаты. Это хорошо видно из сопоставления данных спектров UVITS со спектром № 957_а (см. табл. 3), при получении которых использованы разные стандартные объекты: в первом случае галактика 3С 120, во втором — звезда типа А0.

4. Обсуждение. В спектре объекта № 102 ширины эмиссионных линий бальмеровской серии H_2 — H_8 , а также линия Mg II λ 2800 существенно больше по сравнению с ширинами запрещенных линий [O III] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959. Последние две линии по своим ширинам почти не отличаются от таковых линий неба, их полуширины составляют 18 и 17 A соответственно. Ширина линии H_2 достигает 400 A, а полуширина — 160 A. Те же самые величины для H_1 получаются соответственно 140 и 80 A, а для H_4 — 90 и 50 A.

Контуры эмиссионных линий бальмеровской серии асимметричны и лучше всего выражены у линий H_{τ} и H_{δ} (см. рис. 1), так как остальные линии бальмеровской серии, сливаются с линиями других элементов. Например, H_{τ} , имея огромную ширину, сливается с запрещенными линиями

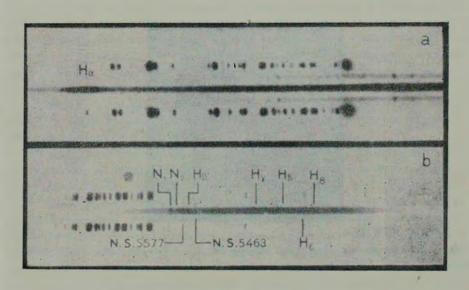


Рис. 2. Репредукции спектров объекта № 102 (a) Q 4351 и b) Q 4250).

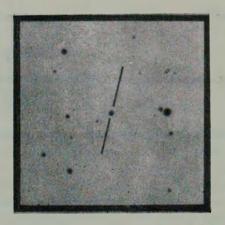


Рис. 3. Репродукция фотографии объекта № 102 (2.6-м телескоп, оригинальный масштаб 1 мм = 20'').

К ст. М. А. Казаряна, Э. Е. Хачикяна.

IS II] 1). 6731/17 и [N II] 1 6583/48. Эмиссионная линия На, как было сказано выше, сливается с линиями неба 33.5577 и 5464. Линии Не и Не сливаются с запрещенными линиями [Ne III] да 3967 и 3869 соответственно. Если предположить, что линии бальмеровской серии расширяются по причине эффекта Доплера, то полной ширине линии На будет соответствовать скорость 16000 км/с, а полуширине линии-7300 км/с. Значения тех же самых величин для других бальмеровских линий получаются более низким, причем они уменьшаются с увеличением номера линии в серии. Это, по-видимому, может быть обусловлено двумя причинами. а) Интенсивности эмиссионных линий бальмеровской серии обычно уменьщаются с увеличением номера линии. По этой причине на непрерывном спектре у слабых линий крылья могут быстро ослабевать и сливаться с непрерывным спектром. В пользу этого говорит тот факт, что в спектре объекта № 102 эмиссионные линии бальмеровской серии наблюдаются в меньшем количестве, чем у других эмиссионных галактик, у которых бальмеровские линиа узкие и менее интенсивные. 6) Поглощение излучения в самой галактике № 102 также может привести к такому эффекту.

В пользу этих двух предположений говорит и бальмеровский декремент (см. табл. 3), который круче, чем теоретический у газовых туманностей при моделях A и B.

Изображения объекта № 102 на пластинках, снятых на 40" и 2.6-м телескопах Бюраканской обсерватории и на 48" телескопе системы Шмидта обсерватории Хейл (США), в разных цветах (U, B, V, pg, R), не отличаются от изображений звезд. Это хорошо видно на рис. 3, на котором приведена фотография объекта № 102 (он отмечен черточками), полученная в первичном фокусе 2.6-м телескопа (оригинальный масштаб 1 мм = 20") в голубом цвете. Исходя из вышеописанных морфологических и спектральных характеристик можно заключить, что объект № 102 является квазизвездным объектом, со спектральными особенностями галактик типа Sy 1, т. е. его можно принять за ядро отдаленной галактики типа Sy 1.

Колоримегрические наблюдения объекта № 102, выполненные в системе UBV на 40″ телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории, дают для $U-B=-0^{\rm m}84$, $B-V=+0^{\rm m}26$ и $V=15^{\rm m}78$. На диаграмме U-B, B-V он попадает в область квазаров и галактик Сейферта первого типа.

По светимости объект № 102 находится между галактиками сейферта и квазарами, хотя и существуют квазары, например, Ton 256 и PKS 0736+01, которые по светимости уступают ему (абсолютные фотографические величины этих квазаров, вычисленные по данным, приведенным в [8], равны -22^m3 и -21^m4 , соответственно).

Таким образом, на примере объекта № 102 мы еще раз можем с уверенностью отметить, что некоторые квазары и галактики Сейферта пер-

вого типа — Sy 1 по своим физическим характеристикам представляются объектами одного класса.

Один из авторов (X. Э. Е.) выражает глубокую благодарность дирекциям обсерваторий Мак Дональд, Стюард и Хейл за предоставление возможности провести наблюдения на крупнейших телескопах этих обсерваторий.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Ереванский государственный университет

SPECTROPHOTOMETRIC STUDIES OF ONE OSO

M. A. KAZARIAN, E. Ye. KHACHIKIAN

The results of the spectrophotometric studies of the object N 102 from the list of the galaxies with UV excess [1] are presented. The profiles, equivalent widths and the relative intensities of the emission lines have been derived. It is concluded, that several QSOs and the Sy 1 galaxies according to physical characteristics are the objects of the same classies.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян, Астрофизика, 15, 5, 1979.

2. E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, Ap. 1., 192, 581, 1974.

- 3. М. А. Казарян, Р. Ф. Карсвел, Э. Е. Хачикян, Астрон. ширк., № 813, 2, 1974.
- 4. H. C. Arp, Astrophys. Letters, 9, 1, 1971.
- 5. R. Lynds, Millikian, Ap. J. 176, L 9, 1972.
- 6. J. B. Oke, H. M. Toumassian, Astrophys. Letters, 13, 9, 1973.
- 7. J. B. Oke, A. J., 73, 849, 1968.
- 8. Дж. Бербидж, М. Бербидж, «Квазары», М., 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

ВЫПУСК 4

УДК 524.7-77

UBVR-ФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

В. Т. ДОРОШЕНКО, В. Ю. ТЕРЕБИЖ Поступила 7 мая 1981

Представлены результаты широкополосных фотометрических наблюдений 34 галактик. 29 из которых имеют сейфертовские характеристики.

Настоящее сообщение содержит результаты широкополосных фотовлектрических измерений блеска 34 галактик, значительная часть которых относится к классу галактик с сейфертовскими ядрами. Данные более ранних наблюдений 43 объектов опубликованы в [1].

Наблюдения проводились в 1979—80 гг. на двухканальном спектрофотометре в кассегреновском фокусе 125-см рефлектора Южной станции ГАИШ. При отборе галактик мы опирались в основном на результаты спектральных наблюдений [2—5]. Оценки блеска стандартных звезд получены путем привязки к звездам в Плеядах. Отличие результатов UBV-фотометрии стандартных звезд от данных каталога [6] не превышает 0^{10} 02. Поскольку в полосе R звезды-стандарты ранее не наблюдались, целесообразно привести сводку величин и показателей цвета звезд, использованных в данной и в предыдущей работах (табл. 1).

Результаты наблюдений галактик представлены в табл. 2, которая содержит последовательно название галактики, значение красного смещения z и галактической широты b^{II} , тип, дату наблюдений, диаметр использованной диафрагмы A и фотометрические данные, не исправленные за поглощение света в Галактике. Иногда кроме широкополосных наблюдений на спектрофотометре одновременно проводились измерения потоков в спектральных интервалах шириной 50-100 А. В этих случаях вUBVR-канал поступало около 10% всего потока излучения (отражение кварцевой пластиной); такие наблюдения отмечены буквой «к» в 5-ом столбце табл. 2. 4-1174

Среднеквадратичная ошибка измерений составляет 0^m 02 (B, V, R); 0^m 05 (U) при использовании всего потока и 0^m 03 (B, V, R); 0^m 06 (U)—при использовании кварцевой пластинки.

				Таблица 1
Звезда	V	U-B	BV	V-R
HD 2020	8.45	0.09	0.16	0.18
$BD + 12^{\circ}236$	10.05	0.15	0.35	0.27
01°306	9.09	-0.07	0.57	0.49
+31°500	8.13	0.08	0.21	0.19
+25°495	8.00	-0.24	0.47	0.52
+10°551	7.12	0.03	0.51	0.44
01°697	7.98	0.03	0.37	0.34
+01°843	9.18	0.02	0.04	0.02
+01°850	8.40	0.00	0.52	0.44
+15°2156	7.99	0.12	0.11	0.17
+31°2132	8.77	0.11	0.26	0.22
- 09 2483	10.98	0.11	0.14	0.13
+31°2328	9.83	0.09	0.18	0.17
+40°2558	7.62	0.11	0.04	0.14
+18°2743	8.39	0.14	0.28	0.22
+42°2468	8.64	0.12	0.16	0.12
+40°2829	8.03	0.07	0.40	0.40
+07°2968	8.75	0.10	0.34	0.30
+26°3320	8.92	0.07	0.58	0.57
+39°4856	8.24	0.03	0.13	0.13
-09°6001	8.73	0.03	0.59	0.52

В примечаниях к табл. 2 приведены результаты более ранних фотометрических наблюдений некоторых галактик (за исключением широкоизвестных сейфертовских галактик, для которых соответствующие данные можно найти в каталогах).

На рис. 1 и 2 представлены показатели цвета галактик из табл. 2, исправленные за поглощение света в Галактике согласно Сэндиджу [25]. Сплошные линии на этих рисунках представляют изменение показателей цвета звезд главной последовательности, пунктирные — изменение показателей цвета объекта, являющегося суперпозицией нормальной галактики и мини-квазара в ее ядре по мере увеличения относительной яркости мини-квазара [26, 1].

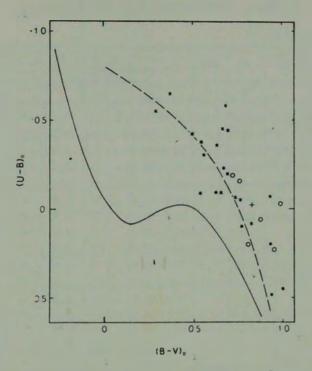


Рис. 1. Распределение показателей цвета галактик Sy 1 (\bullet), Sy 2 (\bullet), Sy (+) и прочих (\cdot) на диаграмме (U-B) $_{\delta}-(B-V)_{0}$.

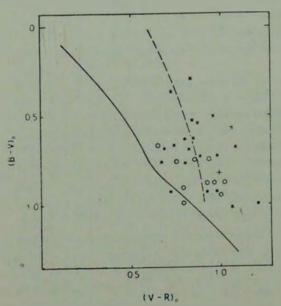


Рис. 2. Распределение показателей цвета галактик на диаграмме $(B-V)_0-(V-R)_0$. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Таблица 2

Таблиц							лица 2		
Галактика	z	<i>b</i> ¹¹	Тип	Дата наблюдений	A	V	U-B	B-V	V-R
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
NGC 2116	0.0033	+25	S pec	20/21,02.80 K	25"	13.29	+0.48	1.04	1.25
2977		+37	S	20/21.02.80 R	25	13.85	-0.07		0.82
3079	0.0041	+48	S	20/21.02.80 K	25	13.26	+0.50	0.94	0.99
3227	0.00335		Sy 2	20/21.02.80 K	25	12.77	+0.06	0.88	0.96
4051	0.00234		Sy 1	20/21.02.80 R	25	12.95	-0.06	0.74	0.88
4151	0.0033	+75	Sy 1	20/21.02.80 x	25	11.85	-0.41	0.50	0.96
6764	0.00885	_	Sy 2	21/22.08.79	25	13.99	+0.01	0.8?	0.99
				21/22.08.79	15	14.23	-0.16	0.68	1.22
				21/22.08.79	10	15.04	-0.11	0.62	1.17
MCG 8-11-11	0.0205	+10	Sy 1	18/19.12.79 K	25	14,42	-0.33	0.82	1.16
				21/22.12.79	25	14.17	-0.30	0.87	1.17
				15/16.01.80 R	25	14.07		0.89	0.98
Арак. 120	0.0326	-21	Sy I	18/19.12.79 R	25	13.57	-0.51	0.35	0.88
Марк. 3	0.0137	+23	Sy 2	18/19.12.79 ĸ	25	13,35	+0.27	1.00	1.04
10	0.0293	+30	Sy 1	18/19.12.79 R	25	14.25	-0.43	0.70	0.77
50	J.023	+65	Sy 1	25/26.04.79	25	14.97	-0. 09	0.54	0.87
7 9	0.022	+28	Sy 1	18/19.12.79 K	25	14.33	-0.28	0.61	1.09
291	0.0364	÷47	Sy 1	25/26.04.79	25	15.51	-0.08	0.64	0.69
348	0.014	-30°	Sy 2	18/19.12.79 к	25	14.32	_	0.94	0.81
477	0.0373	+57	Sy 2	25/26.04.79	25	14.61	-0.18	0.72	_
668	0.077	73	Sy 1	29/30.03.79	25	14.98	+0.20	0.71	0.73
			_	25/26.04.79	25	14.85	+0.08	0.82	0.60
693		+49	1	28/29.04.79	25	14.09	+0.21	0.94	0.73
699	0.0337	+45	Sy 1	21/22.08.79	25	15.11	-0.19	0.71	
704	0.0294	+40	Sy 1	25/26.04.79 k	25	14.26	-0.35	0.65	0.86
705	0.028	+40	Sy 1	29/30.03.79	25	14.43	-0.36	0.56	0.89
744	0.0097	+73	Sy 1	28/29.04.79 к	25	13.72	0.07	0.93	0.92
841	0.0364	+54	Sy 1	25/25.04.79	25	14.48	-0.65	0.37	0.72
845	0.042	+55	Sy	28/29.04.79	25	15.15	-0.02	0.82	0.99
860		+52		28/29.04.79	25	14.30	+0.10	0.77	0.80
871	0.0337	+42	Sy 1	25/26.04.79	25	14.50	-0.20	0.70	0.83
915	0.0244	-55	Sy 2?	21/22.08.79	15	14.54		1.00	0.80
				21/22.10.79	15	14.61	-0.03	0.99	0.79
917	0.0253	-23	Sy 2	17/18.10.79	25	14.10	+0.24	0.85	0.86
				17/18.10.79	15	14.60	+0.25	0.75	0.91
926	0.0478	-59	Sy 1	21/22.98.79	25	14.21	-0.59	0.68	1.08
938	0.019	-72	Sy 2	18/19.12.79 ĸ	25	13.71	_	0.67	0.65
		i		i	-	1	1	1	

						Таблица 2 (окончанив)			
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Марк. 993	0.0169	-30°	Sy 2	18/19.12.79 R	25"	14.12	_	0.91	0.95
1040	0.0173	—27	Sy 1	18/19.12.79 ĸ	25	14.10	_	1.03	1.09
				18/19.01.80 K	25	14.11	_ '	1.09	1.10
1066	0.012	-19	Sy 2	18/19.01.80 x	25	14.01	_	0.95	1.07
1073	0.0234	-13	Sy 2?	18/19.12.79 x	25	14.15	_	0.87	0.78
				18,19.01.80 x	25	14.18	-0.08	0.87	0.90

Примечания к таблице 2

- NGC 2146 Согласно [7], V = 12.59, U B = 0.48, B V = 1.02 при $A = 39^{\circ} 5$.
- Арак. 120 Фотометрические данные содержатся в [8, 9]. Блеск не постоянен.
- 3 Согласно [10], V = 13.17, U B = 0.16, B V = 1.15 при Марк. A = 21''.
- Марк. 10 — Известна как переменная.
- Марк. 50 По данным [11], блеск изменяется с амплитудой 1^m 0 в Uи характерным временем 360-400 дней.
- Марк. 79 Известна как переменная.
- Марк. 291 По данным [12], V = 15.14, U B = -0.37, B V = 0.51, V-R=0.62 в диафрагме 29". Отличие этих значений от приводимых нами указывает на возможную переменность блеска.
- Марк. 348 В ноябре 1971 г. [13] в диафрагме 25" наблюдались значения: V = 14.33, U - B = 0.32, B - V = 0.96.
- Марк. 477 = IZw 92-1 Фотометрические данные скудны. Оценки блеска по гарвардским пластинкам в течение 12 ночей в 1925 и 1934—1950 гг. не дают указаний на переменность [14]. Однако по данным [15, 16] блеск и цвет галактики изменились с мая по август 1967 г. на 0^m3-0^m4.
- Марк. 668 Сильный радиоисточник OQ 208. Фотографические наблюдения в 1938—1953 гг. [17] и в 1969—1975 гг. [18] указывают на переменность блеска с амплитудой 1^m.
- Марк. 699 = III Zw 77 Галактика исследовалась фотоэлектрически в 1967 г. [19] и фотографически [14] по гарвардским снимкам 1925, 1934-1940, 1950 г.г. Согласно первым данным, блеск не постоянен.
- Марк. 704 Настоящие измерения совпадают с оценками [1].

Марк. 705 = Арак 202 = MGC 2-24-11—Оценки блеска ядра этой галактики в другие даты [1] отличаются от приведенных з табл. 2, что позволяет заподозрить переменность блеска и цвета.

Марк. 744 — Оценки блеска этой галактики в другие даты, приведенные в [1], близки к данным табл. 2.

Марк. 841 — Миллер [20] оценил яркость галактики по гарвардским фотопластинкам, полученным между 1928 и 1952 гг. Обнаружена переменность блеска $\Delta B \sim 1^m 3$; активная фаза наблюдалась в 1934, 1937 и 1938 гг.

Марк. 845 — Отнесена в [2] к галактикам со слабыми сейфертовскими характеристиками.

Марк. 860 — Возможное присутствие слабых сейфертовских характеристик отмечается в [3].

Марк. 871 — Отнесена к сейфертовским в [2].

Марк. 915, 917 — Отнесены к сейфертовским в [3].

Марк. 926 — Отождествлена с переменным рентгеновским источником [21]. В [22] отмечено наличие инфракрасного и ультрафиолетового избытков; последнее подтверждается нашими измерениями. Согласно [3, 22], линии водорода чрезвычайно широки.

Марк. 938 — Отнесена к сейфертовским в [23].

Марк. 993 — Отнесена к сейфертовским в [3].

Марк. 1040 — Отнесена к сейфертовским в [3]. Спектральные наблюдения приведены в [24]. Отмечено рентгеновское излучение [21].

Марк. 1066 — Принадлежность к сейфертовским галактикам указана в [23].

Марк. 1073 — Отнесена к сейфертовским галактикам согласно [3].

Настоящие данные, как и более ранние [15, 1], подтверждают разделение галактик типов Sy 1 и Sy 2 на диаграмме $(U-B)_0-(B-V)_0$ и— менее четкое— на диаграмме $(B-V)_0-(V-R)_0$. Отметим, что сопоставление данных табл. 2 и результатов [1, 10] указывает на возможную переменность блеска галактик Марк. 705 и Марк. 291. Следует обратить внимание также на галактику Марк. 841, которая по своим фотометрическим характеристикам близка к квазизвездным объектам.

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Южная станция

UBVR-PHOTOMETRY OF SEYFERT GALAXIES

V. D. DOROSHEKO, V. Yu. TEREBIZH

Results of photoelectric UBVR observations of 34 galaxies including 29 galaxies with Seyfert characteristics are presented.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж, Письма АЖ, 5, 571, 1979.
- 2. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Письма АЖ, 3, 7, 1977.
- 3. В. Л. Афанасьев, Э. К. Ленисюк, В. А. Липовецкий, Письма АЖ. 5, 271, 1979.
- 4. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 12, 657, 1976.
- 5. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 13, 225, 1977.
- 6. V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglas, M. P. Fitzgerald, Publ. U. S. Naval Obs., 21, 1968.
- 7. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, A. I., 83, 1331, 1978.
- 8. В. М. Лютый, Астрон. цирк., № 902, 1, 1976.
- 9. Э. А. Дибай, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж, Астрон. ж., 55, 937, 1978.
- 10. D. W. Weedman, Ap. J., 171, 5, 1972.
- 11. J. E. Penfold, M. N., 186, 297, 1979.
- 12. J. P. Huchra, Ap. J., Supll. ser., 35, 171, 1977.
- 13. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. М. Лютый, Астрофизика, 8, 473, 1972.
- 14. B. S. P. Shen, P. D. Usher, J. W. Barrett, Ap. J., 171, 457, 1972.
- 15. A. Sandage, Ap. I., 150, L 177, 1967.
- 16. D. Kunth, W. L. W. Sargent, Astron. Astrophys., 76, 50, 1979.
- 17. R. E. Craine, J. W. Warner, Ap. J., 179, L 53, 1973.
- B. Q. McGimsey, A. G. Smith, R. L. Scott, R. J. Leacock, P. L. Edwards, R. L. Hackney, K. R. Hackney, A. J., 80, 895, 1975.
- 19. W. L. W. Sargent, Ap. J., 160, 405, 1970.
- 20. H. R. Miller, P. A. S. P., 93, 661, 1978.
- 21. R. G. Dower, R. E. Griffiths, H. V. Bradt, R. E. Doxsey, M. D. Johnston, Ap. [., 235, 355, 1980.
- M. J. Ward, A. S. Wilson, M. V. Penston, M. Elvis, T. Maccacaro, K. P. Tritton, Ap. 1, 223, 788, 1978.
- 23. В. Л. Афанасьев. В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Астрон. цирк., № 1039, 1, 1979.
- 24. M. J. Ward, A. S. Wilson, Astron. Astrophys., 70, L 79, 197 8.
- 25. A. Sandage, Ap. J., 183, 711, 1973.
- 26. A. Sandage, Ap. J., 189, 687, 1973.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

выпуск 4

УДК 524.7

ОДНОРОДНАЯ ВЫБОРКА ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК. III. ОСОБЕННОСТИ КИНЕМАТИКИ И СТРУКТУРЫ

И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ

Поступила 21 августа 1980 Принята к печати 27 мая 1981

Рассмотрен метод определения типа орбитальных движений в парах галактик позависимости средней разности дучевых скоростей компонентов от проекции их взаимиого линейного расстояния. Применение его к 361 паре подтвердило полученный ранее [3] вывод о преобладании круговых орбит у двойных галактик. Сделано сравнение основных параметров двойных галактик, разделенных по морфологическому типу галактик, а также по типу взаимодействия компонентов. Пары с эллиптическими галактиками отличаются меньшим взаимным расстоянием, но имеют среднее отношение орбитальной массы к светимости такое же, как и SS-пары. Тип взаимодействия в парах мало зависит от светимости компонентов, но коррелирует с морфологическим типом галактик. Отсутствие ваметных различий кинематических характеристик у пар с разным типом взаимодействия служит косвенным подтверждением круговых движений в парах. Приведено распределение 361 пары по суммарной светимости и взаимному расстоянию компонентов. Рассмотрены различные эффекты наблюдательной селекции на втой диаграммс. Отмечено, что при космологическом параметре торможения $q_0 \le 1.5$ орбитальные периоды всех пар не превышают возраста Вселенной. Для контактных пар наблюдается положительная корреляция светимости со взаимным расстоянием галактик. В рамках гипотевы о частом слиянии галактик трудно объяснить наблюдаемую высокую среднюю Светимость двойных галактик, а также малую распространенность изолированных галактик поля.

1. Введение. Изучение достаточно большой и однородной совокупности двойных галактик с измеренными лучевыми скоростями компонентов [1] позволяет получить сведения об условиях образования этих систем и особенностях движения, взаимодействия и эволюции галактик в парах.

Непременным этапом такой программы является анализ эффектов избирательности, обусловленных фотометрическим пределом выборки, использованием критерия изолированности пары галактик и присутствием з выборке ложных пар. Рассмотрению данных вопросов была посвящена первая статья этого цикла [2]. После исключения случайных (оптических) пар и неизолированных псевдопар (ярчайших членов систем галактик), в нашей выборке сохранилась 361 пара с оценками отношения орбитальной массы к светимости f < 100 в солнечных единицах.

Для этих пар было получено [3] распределение по величине истинного отношения массы к светимости, которое имеет вид бэта-распределения со средним 10.4 и максимумом на f=5.1. Такие значения хорошо соответствуют оценкам f по кривым вращения галактик и не требуют гипотезы о наличии избыточных скрытых масс вещества вокруг двойных галактик.

Распределение пар по оценкам орбитальной массы зависит как от функции истичных масс, так и от факторов проекции, а через них — от типа движения компонентов. Выполненный в [3] анализ распределения оценок массы позволил сделать вывод, что в парах реализуются преимущественно круговые орбитальные движения. Ниже мы рассмотрим проблему типа движений в парах в ином методическом аспекте.

2. Взаимные скорости, расстояния и тип движения. При замкнутых орбитальных движениях, относительные пространственные скорости галактик, V, и взаимные пространственные расстояния, r, связаны законом сохранения энергии. Поэтому для некоторого ансамбля пар измеряемые величины: модуль разности лучевых скоростей компонентов, y, и проекция их линейного расстояния в картинной плоскости, X, будут взаимно зависимыми случайными величинами. Стохастический характер связи между y и X определяется преобладающим типом движений в парах. Это дает принципиальную возможность установить тип орбитальных движений, используя регрессии $\langle y | X \rangle$ или $\langle X | y \rangle$. Данная задача была рассмотрена в [4,5]. Здесь мы применим метод регрессий к изучаемой выборке из 361 пары галактик.

Для строго кhoуговых движений точечных масс справедливы следующие равенства:

$$y = (\gamma \mathfrak{M}/r)^{1/2} \sin i \cdot \cos \Omega,$$

$$X = r (1 - \sin^2 i \cdot \sin^2 \Omega)^{1/2},$$
(1)

где γ — постоянная тяготения, \mathfrak{M} — суммарная масса компонентов, а i и \mathfrak{Q} — углы ориентации пары относительно наблюдателя. При изотропной ориентации орбит в пространстве случайные величины i и \mathfrak{Q} имеют плотности распределения

$$\begin{aligned}
p_i(i) &= \sin i, & [0 \leqslant i \leqslant \pi/2] \\
p_2\{2\} &= 2/\pi, & [0 \leqslant 2 \leqslant \pi/2]
\end{aligned} (2)$$

Опираясь на условие взаимной независимости величин r, i, Ω , легко получить выражение для искомой регрессии

$$\langle y | X \rangle = (2/\pi) \cdot \gamma^{1/2} \cdot \langle \mathfrak{M}^{1/2} \rangle \cdot X^2 \cdot P_x^{-1} \{ X \} \int_x^{\infty} p_r \{ r \} \cdot r^{-4} (r^2 - X^2)^{-1/2} dr, \quad (3)$$

где плотности распределения $p_{_{\mathbf{1}}}[X]$ и $p_{_{\mathbf{2}}}[X]$ связаны уравнением Абеля.

Для другого крайнего случая движения — радиальных осцилляций с амплитудой а имеем равенства

$$Y = (2\gamma \mathfrak{M}/a)^{1/2} \cdot (1/z - 1)^{1/2} \cdot \cos \theta,$$

$$X = az \sin \theta,$$
(4)

тде угол ориентации пары, θ , и фаза осцилляции, z, имеют плотности распределения

$$p_{\theta} \{\theta\} = \sin \theta, \qquad [0 \leqslant \theta \leqslant \pi/2]$$

$$p_{z} \{z\} = (2/\pi) \cdot (1/z - 1)^{-1/2}, \quad [0 \leqslant z \leqslant 1]$$
(5)

определяемые изотропностью пространственной ориентации пар и стационарностью ансамбля пар относительно фазы осцилляций. Аналитическое выражение для регрессии $\langle y | X \rangle$ получается при радиальных движениях весьма громоздким.

Исходный наблюдательный материал представлен на рис. 1. Чтобы сделать равноценными данные о взаимных скоростях у гигантских и у карликовых галактик, будем использовать нормированную разность скоростей:

$$y_L = y \cdot (L/10^{10} L_{\odot})^{-1/2},$$
 (6)

где L — суммарная светимость пары при постоянной Хаббла H=75 км/с \cdot Мпс. Распределение 361 пары по $_L$ и X изображено точками. Вставка к рисунку представляет распределение широких пар. Кружками отмечены ложные пары с f>100. Пунктирная кривая соответствует значению f=100.

Случайные оптические пары имеют, как правило, большие разности скоростей, $y_L > 700$ км/с. Они расположены за пределами верхней границы рис. 1. Неизолированные двойки из членов систем галактик (псевдолары) заполняют на $\{y_L, X\}$ провал между истинными и оптическими парами. Обоснование этому было дано в [3]. Отсутствие четкого разграничения между истинными и ложными парами оказывает систематическое влияние на вид регрессии $\langle y | X \rangle$ и тем самым накладывает предел на точность определения типа орбитальных движений у двойных галактик.

В идеальном случае, когда все пары имеют одинаковые днаметры орбит r или одинаковые амплитуды осцилляций a, наблюдаемые величины y_L и X были бы тесно коррелированными, и нахождение типа движений представляло бы простую задачу. Реальное распределение пар по взаимным расстояниям характеризуется значительной дисперсией и асимметрией. Вследствие этого различия в виде регрессии $\langle y_L | X \rangle$ из-за типа движений существенно нивелируются.

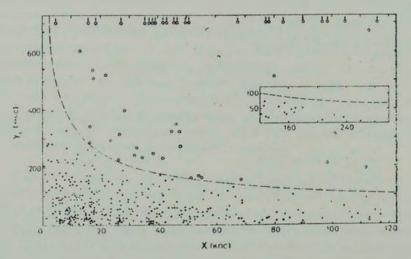


Рис. 1. Распределение 361 пары галактик (точки) по проекции взаимного расстояния компонентов. X, и модулю разности лучевых скоростей, y_L , нормированному на светимость $10^{10}\,L_\odot$ при $H=75\,$ км/с \cdot Мпс. Пунктирная кривая соответствует отношению массы к светимости f=100. Ложные пары с $f>100\,$ отмечены кружками. Вставка изображает распределение широких пар в тех же величинах.

Определение теоретических регрессий для круговых и радиальных движений выполнялось нами в несколько этапов: а) были вычислены k »-ые моменты распределения пар по проекции линейных расстояний, (X^k) ; 6) из соотношений

$$\langle \mathbf{r}^k \rangle = 2^{-k} \frac{\Gamma(k+2)}{[\Gamma(k/2+1)]^2} \langle X^k \rangle, \tag{7}$$

$$\langle a^k \rangle = 2^{-k-1} \frac{(2k+2)!! \Gamma(k+2)}{(2k+1)!! [\Gamma(k/2+1)]^2} \langle X^k \rangle, \quad k=1, 2...$$
 (8)

где $\Gamma(m)$ означает гамма-функцию, найдены моменты распределения пар по диаметрам круговых орбит, $p_r\{r\}$, или амплитудам осцилляций, $p_a|a|$; в) используя значения моментов и диаграммы Пирсона,

получены аналитические представления для распределений $p_r\{r\}$ и $p_a\{a\}$, которые имеют вид бэта-функций; г) основываясь на выражениях (1), (2), (4), (5) и взаимной независимости случайных переменных $\{r, i, \Omega\}$ или $\{a, \theta, z\}$, осуществлено моделирование наблюдаемых величин y и X методом случайных испытаний. Всего для каждого типа движений было сделано по 9000 испытаний.

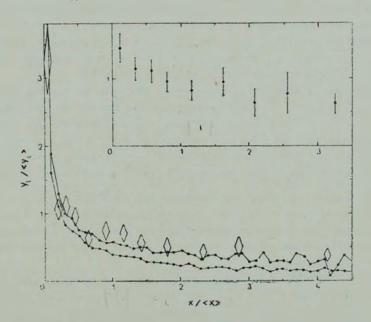


Рис. 2. Зависимость среднего модуля разности лучевых скоростей от расстояния между компонентами в единицах среднего для всей выборки. Ромбиками обозначены наблюдаемые значения для 361 пары. Высота ромбиков соответствует стандартной ошибке среднего. Верхняя и нижняя ломаные линии обозначают регрессии, соответственно, для строго круговых и строго раднальных движений компонентов пары. На вставке в тех же единицах показана зависимость $y_{\perp}(\lambda)$ для моделированных пар с хаотическим типом движения компонентов; тенденция к уменьшению $\langle y_{\perp} \rangle$ для широких моделированных пар обусловлена эффектами селекции, которые описаны в тексте.

Результаты построения регрессионных зависимостей приведены на рис. 2. Точки, соединенные ломаной линией, обозначают средние значения модуля разности скоростей с шагом аргумента 0.1, дисперсия точек дает представление о точности регрессии, убывающей при больших X из-за малой представительности выборки на хвосте распределения. В области $X>0.1\ \langle X\rangle$ регрессия для круговых движений имеет систематически большие значения, чем для радиальных. Различия в $y_{L}|X\rangle$ для двух крайних типов движений не столь велики, как это можно было бы

ожидать априори. Поэтому мы не моделировали вид регрессии для промежуточных случаев движений с эксцентриситетом орбит $0 < \varepsilon < 1$.

Наблюдательные данные для 361 пары изображены на рис. 2 ромбиками, высота которых соответствует стандартному отклонению среднего. При вычислении средних $\langle y_L | X \rangle$ были учтены ошибки измерения разности лучевых скоростей. Их влияние на вид регрессии оказывается весьма заметным для наиболее широких пар. Сравнение наблюдаемых данных с расчетами показывает, что орбитальные движения в парах близки к круговым. Этот результат согласуется с выводом предыдущей статьи [3], полученным из анализа распределения той же выборки двойных галактик по оценкам орбитальной массы (т. е. произведению $y^2 X$).

Необходимо отметить, что существуют факторы, на первый взгляд не очевидные, которые систематическим образом влияют на вид регрессии $\langle y_L | X \rangle$. Имея контрольную выборку моделированных пар, отобранных с помощью того же критерия изолированности, что и реальные пары, мы вычислили для них регрессию $\langle y_L | X \rangle$. Принципы моделирования были описаны в [3]. Важно подчеркнуть, что у контрольной выборки не

задавалась какая-либо коррелированность векторов V и r, т. е. моделирование воспроизводило случай хаотических движений в парах. Тем не менее, и для выборки моделированных пар (вставка на рис. 2) наблюдается тенденция умечьшения средней разности лучевых скоростей при переходе от тесных пар к широким.

Дополнительный анализ позволил вскрыть три причины этого эффекта. Во-первых, условие f < 100 не исключает ложных пар в выборке полностью. Среди членов систем галактик, удовлетворяющих критерию изолированности относительно ближайших соседей, самыми тесными «парами» оказываются члены скоплений, где ожидаемая разность лучевых скоростей галактик составляет ~ 1000 км/с; в широкие ложные пары попадают пре-имущественно члены рассеянных групп с малой дисперсией скоростей. Во-вторых, ограничение выборки по f < 100 накладывает условие на про-изведение $y_L^2 X$ (см. рис. 1); в сочетании с наличием ложных пар это ограничение дает небольшой эффект в регрессии $\langle y_L | X \rangle$. Наконец, применение критерия изолированности способствует отсеву широких истинных пар, состоящих из карликовых галактик. В результате светимости и взаимные расстояния в парах оказываются коррелированными, что при переходе $y \rightarrow y_L$ (см. (6)) отражается на регрессии.

3. Морфологические типы и средние отношения массы к светимости. Из общих представлений об условиях образования двойных галактик можно ожидать некоторых различий в средних признаках пар в зависимости от структурного типа галактик. В табл. 1 приведены основные параметры двойных галактик, сгруппированных по морфологическому типу их членов.

В первых строках таблицы указаны средние: модуля разности лучевых скоростей, проекции расстояния между компонентами, интегральной светимости пары, линейного диаметра большого и малого компонентов и отношения орбитальной массы к светимости с поправкой за ошибки измерения скоростей. Две последние строки содержат данные об относительном числе исключенных из каждой выборки ложных пар (с f > 100) и числе объектов с эмиссионными спектрами.

				Таблица 1
Параметры	Все	EE	ES	SS
Число пар	361	39	83	239
⟨ <i>Y</i> ⟩, км с	122 ± 5	205 ± 27	127 ± 10	106 ± 5
(X), Knc	38 ± 2	23 ± 4	41 ± 5	39 ± 3
$\langle L \rangle$, $10^{10} L_{\odot}$	4.5 ± 0.2	5.3±0.5	4.5±0.4	4.3 ± 0.3
(Dmax), Knc	25.9 ± 0.6	26.6 ± 2.0	26.7 ± 1.2	25.5 ± 0.8
(Dmin), Kne	18.2 ± 0.5	20.3 ± 1.7	18.5 ± 0.8	17.8 ± 0.6
$\langle f_c \rangle, f_{\odot}$	10.3 ± 1.0	11.2 ± 1.7	11.5 ± 2.6	9.7 ± 1.1
q,08H, %	15	17	13	15
9 выпсе, %	76	20	65	20

Сопоставление средних параметров у выборок с разными структурными типами галактик показывает отсутствие значимых различий по светимостям, размерам и отношению орбитальной массы к светимости между вллиптическими и спиральными галактиками. Как известно, в литературе встречались утверждения [6, 7], что орбитальные массы эллиптических галактик в несколько раз (по Пейджу [8] — в десятки раз) превосходят массы спиральных галактик. С другой стороны, последние данные [9], показывают, что по внутренним движениям оценки f у E- и S-галактик практически одинаковы и составляют $f \simeq 5 \div 10$. Количественное согласие определений f у f- и f-галактик, выполненных существенно разными методами, является весьма примечательным. Причину прежних расхождений в массах следует, вероятно, отнести за счет нерепрезентативности рассматривавшихся выборок и засоренности их ложными парами.

При одинаковых в среднем светимостях и массах пары с ЕЕ- и SS-компонентами обнаруживают отчетливую стратификацию по взаимным расстояниям и скоростям. Эллиптические галактики чаще встречаются среди тесных пар, их взаимные расстояния в два раза меньше, а относительные скорости — в два раза больше, чем у спиральных галактик. Это находится в соответствии с общей закономерностью [10], что степень пространственной концентрации у Е-галактик выше, чем у спиральных (сегрегация по

типам в скоплениях и группах). Одним из механизмов этой сегрегации может быть медленное ($t \gtrsim 2 \cdot 10^9$ лет) формирование газового диска и плеской звездной подсистемы у галактик, которое в тесных парах тормозится гравитационным влиянием близкого соседа [10].

Из данных последней строки таблицы следует, что три четверти исследованных двойных галактик обладают эмиссионными особенностями. Как и следовало ожидать, эмиссии гораздо реже встречаются у эллиптических галактик (20%), чем у спиральных (90%). Сравнение этих величин с аналогичными для галактик поля и членов скоплений дает важные указания на процессы притока и потери газа в галактиках.

С точностью до определения морфологического типа*, Е-галактики в EE- и ES-парах имеют одинаковые интегральные характеристики. Однако процент эмиссий у Е-галактик в смещанных парах значительно выше (44%), чем в EE-системах. Смещанные пары с эмиссионными Е-галактиками имеют среднее взаимное расстояние компонентов (24 \pm 3) кпс, тогда как у ES-пар с эллиптическими галактиками без эмиссий среднее взаимное расстояние в два раза больше, (53 \pm 9) кпс. Аналогичный эффект возрастания относительного числа эмиссий с уменьшением X наблюдается также для EE-пар. Эти закономерности указывают на происходящий обмен газом в тесных парах галактик.

4. Типы взаимодействия в парах. Более половины двойных галактик обнаруживают признаки взаимодействия. Для их классификации мы использовали в каталоге [11] следующую схему: «LIN» — у галактик имеются линейные структуры в виде перемычки (br), хвоста (ta), или их сочетания (br + ta), «ATM»—члены пары находятся в общей атмосфере, которая выглядит аморфной, симметричной (am) или клочковатой (sh); «DIS» — один или оба компонента пары проявляют признаки искажения общей формы или спиральной структуры. Эта классификация является аддитивной и в первом приближении не зависит от расстояния до пары и ее ориентации относительно луча врения.

Основные параметры двойных галактик, разделенных по типам взаимодействия, представлены в табл. 2. Обозначения в ней те же, что и в табл. 1. Последняя строка указывает относительное число спиральных галактик. Анализ этих данных позволяет сделать следующие заключения:

1) Вид взаимодействия в паре определенно коррелирует с морфологическим типом компонентов. Так, аморфные оболочки образуются почти исключительно вокруг эллиптических галактик, а наличие перемычек, клочковатой оболочки или искажений формы компонентов характерны для

 $^{^{\}bullet}$ По оценке Стоке [12] ошибка классификации галактик в каталоге [11] составляет 7%.

спиральных галактик. По-видимому, эти различия обусловлены разным типом движений звезд плоской и сферической составляющих галактик, что может быть проверено моделированием приливных взаимодействий. Дстальные измерения цвета хвостов, перемычек и оболочек в парах также могут дать указания на то, какая подсистема звезд в галактиках участвует в формировании тех или иных приливных образований.

Таблица 2

								uoxuga z
Параметры	LIN br	LIN ta	LIN br + ta	ATM am	ATM	DIS 2	DIS 1	Невза- имодей- ствующие
Число пар	36	25	20	20	39	39	57	125
⟨ У ⟩ , км/с	119 + 17	97 + 15	80 +12	204 +30	164 +25	91 + 12	146 + 12	107 +8
⟨ X ⟩ , Kne	19 ∓ 3	20 + 5	23 +3	15 +2	$\frac{12}{+2}$	26 +4	37 + 3	65
$\langle L \rangle$, $10^{10} L_{\odot}$	4.1	4.6 ∓0.9	4.7 ∓0.8	5.9 1 0.8	4.0 1 0.6	3.8 ∓0.8	4.2 ∓0.4	4.8
(Dmax), Knc	22.6 +2.6	20.9 	24.6 ∓2.7	28.3 + 2.9	19.4 1 1.6	23.3 1 1.8	29.1 1 1.6	29.1 + 1.1
(Dmim), Knc	14.9 —1.6	16.0 +1.5	18.9	22.2 +2.2	13.8 1 1.1	15.6 + 1.3	18.3	21.1 + 0.8
$\langle f_{c} \rangle, f_{\odot}$	8.2	6.5 + 2.4	4.4 +2.4	10.4	8.1 ∓1.7	6.6 +2.5	14.5 ∓2.8	12.3
9 AOMH 1 0/0	3	0	0	9	0	2	17	27
9 BMHCC . 0/0	94	7 9	85	10	78	97	75	74
q, 0/0	89	66	82	7	73	99	80	81

- 2) Тип взаимодействия в парах мало зависит от светимости компонентов. В каждом типе взаимодействия можно встретить и гигантские, и карликовые галактики. Однако аморфные атмосферы более характерны для эллиптических галактик высокой светимости. Случаи искажения структуры одного компонента чаще наблюдаются у более яркой галактики пары, при этом поверхностная яркость искаженного яркого члена пары оказывается заметно ниже средней. По-видимому, разреженная периферия яркого компонента легче искажается приливным влиянием соседней галактики.
- 3) Как и следовало ожидать, относительное число взаимодействующих пар уменьшается с ростом расстояния между компонентами. Каждый тип взаимодействия имеет свою характерную линейную шкалу (например, общая атмосфера наблюдается только у контактных пар). При $X>100\,\mathrm{kmc}$ случаи взаимодействия в парах крайне редки.
- 4) Относительное число галактик с эмиссиями не одинаково у разных типов взаимодействия. Сравнение двух последних строк табл. 2 показы-5—1174

вает, что основной причиной этого является различие в морфологическом составе пар. Однако после его учета видна тенденция к избытку эмиссий у галактик в тесных парах с сильными признаками взаимодействия.

5) Если бы двойные галактики двигались по очень вытянутым орбитам, то можно было бы ожидать зависимости вида приливного взаимодействия от фазы относительного движения (к примеру, появления хвостов у галактик после прохождения ими точки минимального сближения). При этом средние кинематические характеристики пар, $\langle y \rangle$, $\langle X \rangle$, $\langle f_c \rangle$, зависели бы от типа взаимодействия. Таких различий данные табл. 2 не обнаруживают, что служит косвенным подтверждением полученного выше вывода о близких к круговым движениях в парах. Наблюдаемые разности в $\langle y \rangle$ и $\langle X \rangle$ объясняются сегрегацией двойных галактик по морфологическим типам.

Отметим, что среднее отношение массы к светимости выше всего у невзаимодействующих систем и пар, где искажения формы видны только у одного компонента. Для этих выборок процент ложных пар оказывается самым большим. Полагая, что различия в $\langle f_{\rm e} \rangle$ целиком обусловлены наличием в выборках остаточного числа ложных пар, мы получаем уточненное асимптотическое значение $\langle f_{\rm e} \rangle = 6.5$ при $q_{\rm дожн} \to 0$.

В [3] приводились различные независимые аргументы, которые обосновывали исключение двойных галактик с оценками f > 100 как дожных пар, т. е. оптических систем или членов группы и скоплений. Однако в табл. 2 обозначено, что по условию f > 100 были исключены из выборки также некоторые взаимодействующие пары. Не возникает ли здесь явного противоречия? Чтобы ответить на этот вопрос, мы приводим в табл. 3 сводку всех 15 взаимодействующих пар с оценками f > 100. В первом столбце указан номер пары по каталогу [11], во втором — тип взаимодействия, в третьем — обозначение системы по атласу Арпа [13] или Воронцова-Вельяминова [14], в последнем — модуль разности лучевых скоростей. В примечаниях к таблице даны комментарии с учетом повторного просмотра пар на Паломарских картах и измерения дучевых скоростей. Обращает на себя внимание слабая выраженность признаков взаимодействия у этих пар. Из 15 пар 12 проявляют искажения формы только у одного компонента, а такие особенности структуры на периферии галактик могут объясняться влиянием межгалактической среды или случайным отклонением спиральных узлов от плоскости симметрии. Только в четырех случаях признаки взаимодействия были отмечены Арпом и Воронцовым-Вельяминовым. В двух из них причиной пекулярности является компактный спутник, а не другой компонент пары. Таким образом, данные табл. 3 не дают неоспоримых указаний на физическую связь между двойными галактиками с большими относительными скоростями.

Таблица 3

			uonagu J
№	Взаимо- действие	Arp, VV	Y RM/C
110	DIS-1		573
152	DIS-1		1592
164	DIS-1		2570
183	LIN-br	-	4241
202	DIS-1	Arp 307	690
242	DIS-1		634
299	DIS-1		899
338	DIS-1		4972
351	DIS-1		129
356	DIS-1	1	515
396	DIS-1	VV 317	488
427	DIS-2	Arp 274, VV 458	1184
515	DIS-1		420
586	DIS-1	Arp 46, VV 314	1548
599	ATM-am		2618

Примечания к таблице

- 110. «а»-компонент пекулярная радиогалактика с искаженной спиральной структурой и пылевыми полосами. Для выяснения природы пекулярности необходим снимок центральной части.
- 152. У «b» несимметричное расположение спиральных узлов.
- 164. На «b» проектируется звезда.
- 183. Классификация как взаимодействующей ошибочна.
- 202. Асимметрия спирального узора. По Арпу взаимодействие сомнительно.
- 242. У «а» северная сторона большой оси изогнута. Возможный член скопления в Б. Медведице. Искажение межгалактической средой?
- 299. Классификация как взаимодействующей ошибочна. Члены скопления.
- 338. «а» член скопления Девы; несимметричной спиральной структурой напоминает М 101.
- 351. Члены скопления Девы, у «b» слабые возмущения на периферии.
- 356. Члены скопления Девы, у «b» искривление плоскости на периферии.
- 396. У «b» несимметричная перемычка.
- 427. У «b» спиральная структура возмущена восточным спутником.
- 515. Классификация как взаимодействующей ошибочна.
- 586. «а» взаимодействует с компактным спутником, имеющим близкую лучевую скорость.
- 599. Существование аморфной атмосферы вокруг компонентов весьма сомнительно.
- 5. Признаки динамической эволюции двойных галактик. Согласно модельным расчегам на ЭВМ, выполненным Тумре [15], Уайтом [16] и другими авторами, контактные пары галактик должны быстро сливаться в еди-

ную звездную систему из-за динамического трения. После сближения на расстояние порядка суммы диаметров, члены пары успевают совершить всего несколько затухающих осцилляций, что для типичной пары составляет время $\lesssim 1\cdot 10^{19}$ лет. Острайкер и Тернер [17] обратили внимание на возможность наблюдательной проверки эффекта динамического трения по зависимости между светимостью и взаимным расстоянием двойных галактик. Среди сверхтесных пар массивным галактикам потребуется самое малое время для слияния в одиночную. Поэтому следует ожидать дефицита в числе ярких пар при малых взаимных расстояниях компонентов. Изучая зависимость L(X) по 56 парам Тернера, Уайт и Валдерс [18] и Острайкер и Тернер [17] не пришли к единому мнению о том, проявляется ли эффект динамического трения у двойных галактик. Для корректного анализа этого эффекта необходима более представительная выборка галактик, а также учет различных селекций в наблюдательных данных.

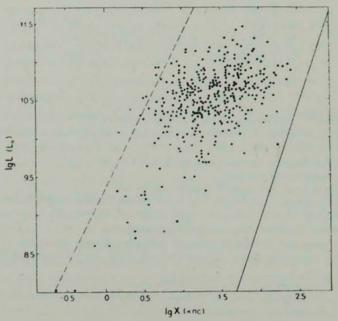


Рис. 3. Распределение 361 пары по проекции взаимного расстояния и суммарной светимости компонентов в логарифмической шкале. Сплошная линия соответствует орбитальному периоду пары, равному H^{-1} . Пунктирная прямая $L \sim X^2$ обозначает область плохой видимости сверхтесных пар (x=0.23).

На рис. 3 мы приводим распределение 361 пары по значениям суммарной светимости, L, и проекции взаимного расстояния компонентов, X. В области X < 30 кпс, τ . е. для контактных пар, наблюдается положительная

корреляция между L и X. Рассмотрим, какие эффекты могут влиять на это распределение.

а) Для физических пар следует ожидать, что период их орбитального движения не превышает космологического времени $T \leqslant H^{-1}$, где H- постоянная Хаббла. При значениы параметра торможения $q_0=0$ это условие имеет вид

$$\mathfrak{M} \geqslant \gamma^{-1} 4\pi^2 H^2 r^3, \tag{9}$$

где \mathfrak{M} — суммарная масса пары, а r — пространственное расстояние между компонентами. Линия космологического возраста пар изображена на рис. 3 сплошной прямой, для перехода от \mathfrak{M} к L принято значение f=10. Как видим, все без исключения пары имеют орбитальные периоды меньше космологического. Средний их период составляет $(1\div 2)\cdot 10^{-2} \ H^{-1}$, однако дисперсия периодов довольно велика*. Легко показать, что расположение точек (пар) относительно линии космологического возраста не зависит от принятой величины постоянной Хаббла. С другой стороны, их расстояние до прямой определяется величиной q_0 , что дает принципиально новую возможность оценить q_0 по характеристике ансамбля пар. С учетом фактора проекции, получаем из данных рис. 3 следующее ограничение $q_0 \approx 1.5$.

б) Выше мы отмечали существование двух типов селекции, приводящих к коррелированности величин L и X.

Первый из них связан с выделением пар по критерию изолированности относительно соседних в проекции галактик. Среди широких пар карликовые галактики в отличие от гигантских имеют меньше шансов удовлетворить критерию, что обусловливает рост средней светимости пары с увеличением X.

Второй вид избирательности состоит в том, что ложные пары (члены групп и скоплений) исключались из выборки условием f>100. Широкая «пара», образованная ярчайшими членами группы, может иметь f<100 и оказаться в выборке, тогда как карликовые члены группы (при тех же значениях g и X) будут из выборки исключены. Количественный эффект обоих типов селекции на коррелированность $\{L, X\}$ был определен по моделированным парам. Для тесных пар (X<30 кпс) роль селекции оказывается небольшой.

в) Существует еще один вид избирательности на диаграмме, который обусловлен трудностью обнаружения на Паломарских картах сверхтесных пар. Острайкер и Тернер [17] ошибочно полагали, что раздельная видимость компонентов тесной пары определяется условием X > 5 кпс. Для проверки этого предположения мы использовали 17 случаев «конфуза» в

[•] Близкий к критическому период имеет пара № 589.

каталоге [11], когда за пару галактик были приняты одиночные галактики с выделяющимися сгущениями (ассоциациями) или галактики с проектирующимися на их центральную часть звездами. У этих случаев конфуза угловые расстояния между «компонентами» заключены в интервале $0.17 \div 0.32$ со средним 0.23, тогда как линейные расстояния представлены в диапазоне $(0.7 \div 10.3)$ кпс. Очевидно, что в качестве граничной видимости тесных пар следует принять условие x' = const. что соответствует зависимости $L/X^2 = \text{const.}$ На рис. З область $x \leqslant 0.23$ отделена пунктирной прямой.

Как видим, граница различения тесных пар обрезает некоторую часть двойных галактик. Чтобы определить относительное число теряемых тесных пар, необходима специальная программа их поиска на негативах Паломарского атласа.

Рассмотрелие совместного действия факторов а), б), в) показывает, что они не способны целиком объяснить наблюдаемую коррелированность L и X у двойных галактик. Помимо предположения о быстрой эволюции из-за динамического трения, альтернативной причиной коррелированности L и X могут быть начальные условия образования галактик.

В линейном приближении распределение пар на рис. 3 представляется зависимостью

$$\lg L \sim (1.3 \pm 0.3) \lg X.$$
 (10)

Естественно ожидать, что в процессе образования пар на ранней стадии космологического расширения, более широкие пары захватывали большую часть массы, чем тесные. Коэффициент (1.3 ± 0.3) в зависимости (10) указывает на то, что формирование двойных галактик происходило преимущественно в одномерных и плоских структурах (волокнах и блинах). Разумеется, картина образования галактик была весьма сложной и многоступенчатой [19]. Использование наблюдаемых свойств двойных галактик может способствовать ее детализации.

На рис. 4 зависимость средней светимости пары от расстояния между компонентами представлена в линейной шкале. Ромбиками обозначены средние для реальных пар, крестиками — для моделированных. Вертикальный размер значков соответствует стандартной ошибке среднего. Данные рис. 4 позволяют сформулировать следующие заключения.

- 1) C точностью до слабого тренда из-за избирательности критерия изолированности средняя светимость двойных галактик при X>30 кпс остается постоянной и составляет весьма большую величину, $\langle L \rangle = 6 \cdot 10^{10} \, L_{\odot}$.
- 2) У контактных пар (X < 30 кпс) средняя светимость круто падает с уменьшением взаимного расстояния компонентов. Этот завал частично

объясняется пропуском сверхтесных пар, условия видимости которых на Π аломарских картах неблагоприятны для их обнаружения. Однако из расположения пар на рис. 3 относительно «зоны конфуза» видно, что при X>10 кпс данный вид селекции уже невелик.

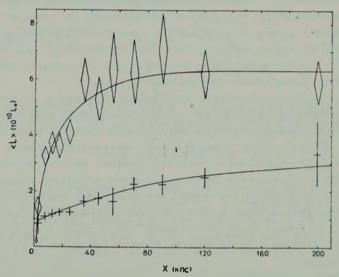


Рис. 4. Зависимость средней светимости пары от проекции расстояния между компонентами. Ромбиками обозначены светимости реальных пар, крестиками — моделированных, удовлетворяющих тому же критерию изолированности. Высота ромбиков и крестов соответствует стандартной ошибке среднего. Для моделированных пар зависимость $\langle L|X\rangle$ целиком обусловлена эффектами селекции.

- 3) Остаточный эффект возрастания L(X) на 0 < X < 30 кпс может объясняться как динамическим трением галактик, так и начальными условиями их образования. Важно подчеркнуть, что линейная шкала эффекта соответствует диаметру средней галактики. В случае существования вокруг пар протяженных (\gtrsim 100 кпс) гало увеличение $\langle L | X \rangle$ прослеживалось бы до больших расстояний.
- 6. Заключение. Выполненный в данной и предыдущей [3] статьях анализ орбитальных движений в парах показывает, что двойные галактики движутся по орбитам, близким к круговым. Орбитальный момент вращения пары в среднем превосходит сумму моментов вращения ее компонентов. Принимая во внимание распространенность двойных галактик ($\hat{c} \simeq 0.15$ от числа галактик в единице объема [2]), мы получаем, что орбитальный момент пар является важной космологической величиной, отражающей начальные условия образования систем галактик.

Движения двойных галактик по орбитам с малым эксцентриситегом должны приводить к определенным устойчивым формам взаимодействия компонентов: хвостам, перемычкам, оболочкам. Как показывают данные табл. 2, наблюдается зависимость вида взаимодействия от морфологического типа компонентов пары (типа звездного населения и его кинематики). Можно надеяться, что детальное комплексное изучение особенностей взаимодействия в парах в сочетании с моделированием приливных явлений на ЭВМ позволит создать полную картину процессов взаимодействия, в частности, количественно оценить потерю массы и вращательного момента у галактик, интенсивность обмена газом и т. д.

Как показывают численные эксперименты Уайта и других авторов, шкала эволюции двойных галактик из-за их взаимного динамического трения получается весьма короткой. Малое время слияния пары галактик в одну (10° лет) ставит острый вопрос: почему наблюдается так много тесных двойных систем, не испытавших слияния за космологическое время? По-видимому, слиянию были подвержены в первую очередь пары с большими эксцентриситетами орбит, что позволяло компонентам испытывать быстрое динамическое трение при тесных сближениях. Если в настоящую эпоху сохранили свое существование только пары с круговыми орбитами, то в начальные эпохи относительное число галактик в парах, δ , должно было составлять $0.15 < \delta < 1.0$. При таком обилии пары галактик могли явиться существенным фактором, ускорявшим темп динамической эволюции галактик и систем галактик в ранние эпохи.

По данным рис. 3 и 4 у тесных (контактных) пар наблюдается положительная корреляция между светимостью и взаимным расстоянием компонентов, которая не сводится только к эффектам селекции. Эта зависимость допускает двоякое объяснение: а) она является следствием продолжаюшегося процесса слияния двойных галактик или б) отражением начальных условий формирования двойных систем. Делая выбор между двумя возможными интерпретациями, следует учитывать также следующее важное обстоятельство. Пары галактик (особенно широкие) имеют светимости в среднем в три раза более высокие, чем одиночные галактики. Если этому способствовали условия образования галактик (на широкую изолированную пару расходовалась большая протогалактическая масса), то следовало бы ожидать обилия сверхгигантских галактик также среди изолированных галактик поля. Однако по данным [20] этого не наблюдается. Если же высокая светимость компонентов пары обусловлена частым слиянием галактик, то среднее число слияний должно было составить $n \gtrsim 3$. Но и здесь возникает явная трудность. Наряду с парами, должно наблюдаться большое число изолированных галактик, представляющих финальную стадию процесса слияния. Однако, согласно [21], распространенность изолированных галактик в единице объема не превышает 3—5%. К тому же среди них преобладают плоские спиральные системы [22], тогда как слияние приводит к «сферизации» галактик.

Возможно, отмеченные трудности удастся преодолеть, рассматривая более сложные процессы на стадии формирования галактик с учетом реальной иерархии систем галактик разного масштаба.

Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

HOMOGENEOUS SAMPLE OF BINARY GALAXIES. III. PECULIARITIES OF KINEMATICS AND STRUCTURE

I D KARACHENTSEV

A method is considered for the determination of the type of orbital motions in pairs of galaxies from the relation between radial velocity difference for the components and the projection of their mutual linear separation. Application of the method to 361 pairs of galaxies has confirmed the inference made previously (3) of the prevalence of circular orbits in binary galaxies. A comparison is made of the principal parameters of double galaxies divided according to the morphological types of galaxies and also to the types of interaction between the components. Pairs with elliptical galaxies differ by their smaller mutual distances; however, their mass-to-luminosity ratio is the same as that in the SS-pairs. The type of interaction in pairs depends little on the luminosity of components but it correlates with the morphological type of galaxies. The absence of appreciable differences of kinematic characteristics in pairs with different types of interaction is an indirect confirmation of the circular motions in pairs. The distribution of 361 pairs according to the integral luminosity and mutual distance of components is prenseted. Different effects of observational selection are considered on the diagram. It is pointed out that with the cosmological deceleration parameter $q_0 \lesssim 1.5$ orbital periods of all the pairs do not exceed the age of the Universe. A positive correlation of luminosity with separation occurs for contact pairs. Within the hypothesis on frequent merging of galaxies it is difficult to explain the high mean luminosity of binary galaxies and also the poor abundance of isolated field galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 16, 217, 1980.
- 2. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 17, 249, 1981.
- 3, И. Д. Караченцев, Астрофизика, 17, 429, 1981.
- 4. И. Д. Караченцев, Астрон. ж., 47, 509, 1970.
- 5. P. D. Noerdlinger, Ap. J., 197, 545, 1975.
- 6. D. C. Jenner, Ap. J., 191, 55, 1974.
- 7. E. L. Turner, Ap. J., 208, 304, 1976.
- 8. T. Page, Proc. Fourth Berkeley Symp. Math. Stat. and Prob., Univ. of California Press, 277, 1961.
- 9. S. M. Faber, J. S. Gallagher, Masses and Mass-to-Light Ratios of Galaxies, in Ann. Rev. Astron. Astrophys., 17, 1979 (in press).
- 10. A. Dressler, Ap. J., 236, 351, 1980.
- 11. И. Д. Караченцев, Сообщ. САО АН СССР. 7, 3, 1972.
- 12. J. T. Stocke, W. G. Tifft, M. A. Kaftan-Kassim, A. J., 83, 322, 1978.
- 13. H. Arp, Ap. J., Suppl. ser., 1, 3, 1966.
- B. A. Vorontsov-Velyaminov, Atlas and Catalogue of Interacting Galaxies, Muscow State Univ., Moscow, 1959.
- 15. A. Toomre, J. Toomre, Ap. J., 178, 623, 1972.
- 16. S. D. White, M. N. R. A. S., 184, 185, 1978.
- 17. J. P.Ostriker, E. L. Turner, Ap. J., 234, 785, 1979.
- 18. S. D. White, F. Valders, M. N. R. A. S., 190, 55, 1980.
- 19. S. M. Fall, Nature, 281, No 5728, 200, 1980.
- 20. В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев, Астрофизика, 15, 589, 1979.
- 21. В. Е. Караченцева, Астрон, ж., 57, 1153, 1980.
- 22. И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева, Астрон. ж., 51, 724, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

выпуск 4

УДК 524.7

ОДНОРОДНАЯ ВЫБОРКА ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК. IV. ОРИЕНТАЦИЯ, МОМЕНТЫ ВРАЩЕНИЯ, ПЕКУЛЯРНЫЕ ДВИЖЕНИЯ

И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ

Поступила 6 ноября 1980 Принята к печати 17 февраля 1981

Рассмотрены характеристики двойных галактик, входящих в состав близких групп ч скоплений. Отношение их орбитальной массы к светимости, $\langle f_{\rm e} \rangle = 4.0 \mp 2.7$, соответствует нормальным оценкам f по вращению галактик. Обнаружено, что пары в системах имеют меньшне пекулярные скорости, чем одиночные члены систем, и располагаются преимущественно на периферии групп и скоплений. Эти особенности можно объяснить влиянием на пары внешних приливных сил. По максимальным наблюдаемым расстояниям между компонентами пар определены в рамках приливной гипотезы полные массы групп и скоплений, они согласуются с вириальными массами. Для 239 изолированных лар со спиральными компонентами построено распределение по орбитальному моменту вращения. Сделан вывод, что основной момент вращения у многих двойных галактик заключен не во внутренних, а в орбитальных движениях. Направление вращения у членов пар, определенное по спектрограммам, не обнаруживает эффекта «компенсации спинов». Распределение двойных галактик по видимым сжатиям и по позиционным углам больших полуосей также указывает на отсутствие предпочтительной ориентации моментов вращения. Отмечено, что наблюдаемая хаотичность в ориентации спинов двойных галактик может быть связана с образованием пар из кратных систем путем динамической диссипации. Данные о величине и ориентации моментов сопоставлены с выводами гипо тезы Уайта о быстром слиянии двойных галактик под действием взаимного динамического трения.

1. Введение. Данная статья продолжает рассмотрение особенностей 440 двойных систем галактик с измеренными взаимными скоростями [1] из «Каталога изолированных пар галактик северного неба» [2]. В предыдущих статьях этого цикла [3—5] были получены распределения пар по основным наблюдаемым характеристикам, вычислена функция орбиталь-

ных масс, сделан вывод о преобладании круговых движений у двойных галактик.

Ряд признаков, отличающих двойные галактики от одиночных и члснов систем, позволяет высказать определенные предположения об условиях образования пар в начальную эпоху. К ним можно отнести особенности пространственной ориентации компонентов пар, величину и направленность вращательного момента галактик, наличие (или отсутствие) у центров пар больших собственных движений относительно системы координат, связанной с реликтовым излучением.

Численные эксперименты на ЭВМ показали [3], что около трети двойных галактик не являются в действительности изолированными системами. Такие необособленные «пары», состоящие из членов групп и скоплений галактик, приводят к ложным, избыточным оценкам среднего отношения орбитальной массы к светимости, f, для двойных галактик. Исключение ложных пар условием $f < 100 f_{\odot}$ (обоснованным в [3]), дает для двойных галактик величину f $\simeq 10 f_{\odot}$, согласующуюся с определением массы по внутренним движениям в галактиках.

Наряду с кажущимися в проекции парами, в группах и скоплениях существуют изолированные пары, чья динамическая автономность внутри системы не вылывает сомнений. Примером является известная взаимодействующая пара М 51 в близкой группе галактик Вокулера. Сравнение двойных галактик, входящих в группы и скопления, с изолированными парами поля может дать важные сведения об условиях образования галактик.

2. Пары в группах и скоплениях. Рассматривая двойные галактики как структурные элементы систем более высокой кратности, мы ограничились самыми близкими группами из списка Вокулера [6] и наиболее изученными скоплениями Virgo и Coma. Это позволяет свести к минимуму ошибки из-за неуверенно определяемой принадлежности пары к группе или скоплению. Сводка 25 таких пар приведена в табл. 1. В ее столбцах содержатся следующие данные: 1 — принадлежность пары к группе Вокулера (G) или скоплению; 2 — номер пары по каталогу [2]; 3 — средняя лучевая скорость пары в км/с; 4 — модуль разности лучевых скоростей компонентов пары в км/с; 5 — проекция расстояния между компонентами пары в кпс при H=75 км/с Мпс; 6 — суммарная светимость членов пары в единицах $10^{10}~L_{\odot}$; 7 — отношение орбитальной массы к светимости в солнечных единицах с поправкой за ошибки измерения скоростей; 8 — пекулярная скорость центронда пары относительно центра системы в единицах средней квадратичной скорости членов системы по лучу зрения; 9 — расстояние пары от центра системы в долях радиуса системы в проекции на картинную плоскость.

Ταξενιμα 1

								Таблица 1
Системв	CPG	V _o	у	X	L	fc	$\Delta V/\pi_{o}$	$R_{ps}/\langle R \rangle$
G 2	133	+253	55	2.3	0.06	0.6	0.35	2.45
G 5	379	612	93	10.9	4.3	1.6	1.14	1.10
G 5	384	348	60	0.4	0.01	11.5	1.33	0.44
G 7	40	585	10	17.8	0.55	- 0.6	0.95	6.35
G 10	294	758	29	3.4	0.44	-10.4	0.28	1.19
G 10	341	723	183	10.4	1.8	12.0	0.19	0.75
G 10	349	680	21	22.0	0.48	- 0.7	0.77	2.27
G 10	350	650	24	80.8	2.3	1.4	1.18	1.06
G 11	236	738	78	1.9	0.03	4.6	0.08	3.01
G 11	255	940	33	5.7	0.06	-38.1	1.50	1.59
среднее n = 10	_	_	(59)	(15.5)	(1.0)	⟨ −1.8 ⟩	(0.92°) 1/2	⟨2,06⟩
Virgo	322	1170	39	63.7	0.60	10.1	0.23	3.65
Virgo	330	352	35	1.1	0.04	1.6	0.88	0.71
Virgo	332	1050	1	9.5	0.66	- 0.5	0.08	0.81
Virgo	333	1740	81	19.0	0.43	2.0	1.01	0.52
Virgo	334	809	220	24.3	2.5	33.6	0.26	1.77
Virgo	336	1206	19	18.5	0.14	- 9.6	0.28	1.26
Virgo	343	1589	143	5.2	0.49	8.1	0.81	3.16
Virgo	346	1412	27	1.5	1.2	- 0.1	0.56	2.23
Virgo	347	2144	47	10.8	3.1	0.3	1.56	0.81
Virgo	353	1276	212	12.7	4.6	9.2	0.38	1.26
Virgo	358	778	63	2.4	0.05	10.9	0.30	3.87
среднее		(1231)	(81)	⟨15.4⟩	(1.2)	(5.9)	(0.72 ²) 1/2	(1.82)
Coma	355	6610	41	14.9	3.6	0.2	0.31	3.73
Coma	361	6371	248	13.1	5.7	9.3	0.57	0.64
Coma	363	7130	205	10.2	3.8	4.7	0.25	1.27
Coma	366	6403	266	58.5	6.2	37.9	0.54	2.64
среднее л=4	-	〈 66 28 〉	⟨ 190 ⟩	⟨ 24.2 ⟩	⟨4.8⟩	⟨13.0⟩	(0.442) 1/2	⟨2,07⟩
среднее	-	-	〈90〉 士16	(16.8) ±4.0	⟨1.7⟩ ±0.4	⟨4.0⟩ ±2.7	(0.77 ²) ^{1/2} ±0.12	(1.96) ±0.37
среднее n=361	-	-	(122) ±5	⟨38⟩ ±2	⟨4.5⟩ ±0.2	(10.3) ±1.0	-	_

В двух последних строках таблицы приведены средние характеристики 25 пар в системах и средние по всей совокупности из 361 пары галактик с указанием ошибок среднего. В обеих выборках ложные пары (с f > 100) были исключены. Сопоставление двойных галактик в группах и скоплениях с общей выборкой изученных пар позволяет сделать следующие заключения.

Средняя лучевая скорость пар относительно центров соответствующих групп Вокулера составляет ($+7 \mp 35$) км/с, что свидетельствует о действительной принадлежности этих пар группам галактик. Аналогичный тест подтверждает и членство пар в скоплениях Virgo и Coma.

Взаимные скорости компонентов пар в системах не превышают в среднем скоростей галактик в парах из общего метагалактического поля.

Расстояния между компонентами пар в группах и скоплениях в два раза меньше, чем у остальных пар. Это обусловлено, по-видимому, тем, что двойные галактики в системах имеют повышенный фон ближайших соссдей, и принятому в каталоге [2] критерию изолированности удовлетворяют только тесные (контактные) пары. Другой причиной малых расстояний в парах может быть разрушение широких пар внешними приливными силами.

Светимости двойных галактик в группах и скоплении Virgo в 3—4 раза ниже средней. Этому обстоятельству трудно дать объяснение. Возможно, здесь играет роль некоторая избирательность, связанная с отбором наиболее близких групп (их расстояния по Вокулеру не превышают 10 Мпс).

Среднее отношение орбитальной массы к светимости у двойных галактик в системах, $\langle f_c \rangle = 4.0 \mp 2.7$, соответствует оценкам f по кривым вращения. Этог важный результат показывает, что избыток вириальной массы в группах и скоплениях не проявляется на масштабах $\lesssim 20$ кпс или не ассоциируется с отдельными членами систем. Такую ситуацию следует ожидать, если избыток вириальной массы в скоплениях обусловлен вкладом нейтрино с ненулевой массой покоя [7], т. к. гравитационный потенциал пары галактик не способен удержать заметные массы нейтрино.

Данные двух последних столбцов табл. 1 показывают, что пары движутся относительно центра системы с меньшими пекулярными скоростями, чем одиночные члены систем. При этом пары располагаются преимущественно на периферии групп и скоплений (среднее расстояние пар от центра составляет два радиуса системы). Эта закономерность, очевидно, не объясняется эффектом релаксации, т. к. при установлении равнораспределения энергии между одиночными и двойными членами групп и скоплений пары чаще встречались бы в центральных частях системы. Вероятной причиной преобладания двойных галактик на окраинах систем может быть приливное разрушение широких пар, двигавшихся по орбитам с большим

вксцентрисистетом (сохранились пары, обходившие плотную центральную часть системы по круговым орбитам). Косвенным аргументом в пользу этого является также наблюдаемое уменьшение относительного числа двойных галактик в системе с увеличением ее богатства или средней плотности.

Используя предположение о роли приливных сил в разрушении широких пар галактик, оценим полную массу системы. $\mathfrak{M}_{\mathfrak{s}}$. Согласно Ходжу и Миши [8], имеем неравенство

$$\mathfrak{M}_{s} \lesssim (1/4) \cdot (R_{ps}/R_{p})^{3} \, \mathfrak{M}_{p}, \tag{1}$$

где $R_{\rm p}$ — максимальное наблюдаемое расстояние между компонентами пары, $\mathfrak{M}_{\rm p}$ — масса пары, а $R_{\rm ps}$ — расстояние пары от центра группы или скопления. Значения $R_{\rm p}$ мы определили из данных табл. 1 с поправкой за эффект проекции: $R_{\rm p}=\frac{4}{\pi}X$. Из-за малой статистики пять групп Вокулера были объединены в одну синтетическую группу. Использованные в расчете величины и оценки отношения массы системы к ее полной светимости, $f_{\rm s}$, указаны в табл. 2. Как видим, значение $f_{\rm s}$ возрастает при переходе от групп ($f_{\rm s}\lesssim 70$) к скоплениям Virgo ($f_{\rm s}\lesssim 130$) и Coma ($f_{\rm s}\lesssim 1480$), что согласуется с оценками f из теоремы о вириале. Это согласие можно рассматривать как подтверждение роли приливных сил, влияющих на структуру и кинематику двойных галактик в группах и скоплениях.

			Таблица 2
Параметр	Группы	Virgo	Coma
⟨ R _{ps} ⟩, Mnc	0.83	1.48	3.66
R _p , Knc	103	81	74
(M,), Mo	5.1.1010	6.2 1010	2.4-1011
$\mathfrak{M}_s/\langle \mathfrak{M}_p \rangle$	1.3.102	1.5.103	3.0.104
L_s , L_{\odot}	9.1.10'0	7.2.1011	4.9.1012
fs1 fo	≲70	≲130	≤1480

3. Пекулярные движения центров пар. Вопрос о величине хаотических движений центров пар относительно сопутствующей системы координаг, $V_{\rm pec}$, практически не исследован. Вместе с тем, наблюдательная оценка $V_{\rm pec}$ могла бы способствовать выяснению физических условий, при которых формировались двойные галактики. Актуальность этой задачи неоднократно подчеркивалась А. Д. Черниным (частное сообщение). К сожа-

лению, большинство близких пар галактик входят в группы и скопления, поэтому их пекулярные скорости обусловлены гравитационным потенциалом соответствующих систем.

По шести парам, расположенным в метагалактическом поле, с лучевыми скоростями $V_0 < 1000$ км/с мы получили значение $V_{\rm pec} \lesssim 400$ км/с. Эту величину следует рассматривать как предварительную. Для ее уточнения необходимы измерения расстояний до объектов прямыми методами, скажем, по угловым размерам Н II-областей.

4. Величина и ориентация моментов вращения. В предыдущих работах [4, 5] двумя способами был получен вывод о том, что орбитальные движения галактик в парах близки к круговым. Из этого следует наличие у двойных галактик значительного орбитального момента вращения. Происхождение орбитального момента в парах представляет собой важную проблему, которая освещалась пока лишь в теоретическом плане.

Необходимо отметить, что средний тип движений в парах мог изменяться в течение их совместной динамической эволюции. Выполненное Тернером и др. [9] численное моделирование процесса скучивания галактик в ранние эпохи показало, что образующиеся пары имеют вытянутые орбиты с типичными эксцентриситетами $e \simeq 0.7 \div 0.9$.

Другим механизмом, определяющим свойства двойных галактик, может быть распад кратных систем галактик, в частности, триплетов. Аносова [10], а позднее Нэш и Монеген [11], моделируя распад тройных систем, показали, что легче всего покидают систему карликовые члены с массой порядка 0.10 от полной массы триплета. Распределение пар, оставшихся после ухода третьего компонента, по эксцентриситету орбит имеет максимум на e = 1. Дальнейшая судьба галактик сильно зависит от эксцентриситета орбиты. Из расчетов Уайта [12] следует, что пары галактик, сближающиеся на расстояние контакта своими периферийными областями, быстро (за 2-4 оборота) сливаются в единую систему под влиянием динамического трения. Поэтому наиболее устойчивыми оказываются пары с круговым движением компонентов. Этот эффект «эволюционной селекции», вероятно, и обусловливает круговый характер движений в парах, наблюдаемый в настоящую эпоху.

Рассмотрим наблюдательные данные о моментах вращения двойных галактик. Для пары материальных точек с массами \mathfrak{M}_1 и \mathfrak{M}_2 , двигающихся по строго круговым орбитам, имеем следующее выражение для модуля полного момента орбитального вращения:

$$K_{12} = \gamma^{1/2} \cdot \mathfrak{M}_1 \cdot \mathfrak{M}_2 (\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2)^{-1/2} \cdot R_{12}^{1/2}, \tag{2}$$

где R_{12} — пространственное расстояние между центрами галактик, а γ — постоянная тяготения. Полагая, что масса галактики пропорциональна ее

светимости $\mathfrak{M}=fL$, а $f=10\,f_\odot$, мы вычислили орбитальные моменты K_{12} для галактик из каталога [2]. Распределение 239 пар, состоящих из спиральных галактик, представлено на рис. 1 в логарифмической шкале. Пары с f>100 были исключены. В качестве единицы измерения K_{12} мы использовали момент вращения нашей Галактики, приняв $R_r=15$ кпс и $\mathfrak{M}_r=1.5\cdot 10^{14}~\mathfrak{M}_\odot$, что соответствует ее удельному моменту вращения $k_r=38\cdot 10^{26}~\mathrm{cm}^2~\mathrm{c}^{-1}$. Как видно из рис. 1, распределение пар по орбитальному моменту имеет довольно большую дисперсию. Только малая часть ее обусловлена фактором проекцин. Среднее значение для выборки составляет $\langle \lg K_{12} \rangle = +0.72 \mp 0.07$ со стандартом $\sigma(\lg K_{12})=1.12$. Около половины всех пар имеют моменты вращения на порядок превосходящий вращательный момент нашей Галактики, а у отдельных сверхмассивных пар это отношение достигает нескольких сотен! Эта особенность двойных галактик, насколько нам известно, никем еще не отмечалась.

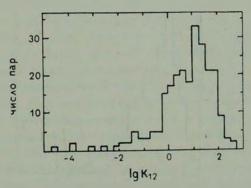


Рис. 1. Распределение 239 пар, состоящих из спиральных галактик, по величине полного момента орбитального вращения в единицах момента нашей Галактики.

Представляет важный интерес соотношение орбитального и внутренних моментов вращения у двойных галактик. Основываясь на данных о кривых вращения спиральных галактик, Засов и Озерной [13] показали, что полный момент вращения (спин) галактики выражается простым соотношением

$$K = \frac{2}{5} \mathfrak{M} \left(\gamma \mathfrak{M} R \right)^{1/2}, \tag{3}$$

где R — большая полуось галактики, а \mathfrak{M} — ее масса. Разумеется, существуют неопределенности в том, какая доля массы галактики участвует во вращении и как измерять эффективную величину R. Для определения K у 6—1174

компонентов пар мы использовали угловые диаметры галактик из каталога [2] и условие $\mathfrak{M}=fL$ при $f=10f_{\odot}$.

Введем понятие отношения орбитального момента пары к сумме спинов ее компонентов,

$$\mu = \frac{|K_{12}|}{|K_1| + |K_2|} \,, \tag{4}$$

являющееся важной характеристикой двойной системы. Распределение 239 пар с обоими спиральными компонентами по безразмерной величине μ приведено на рис. 2. Оно имеет максимум на $\mu \simeq 1$ со средним (μ) = $= 1.31 \mp 0.05$ и стандартным отклонением $\tau_{\rm e} = 0.70$. Учитывая, что в пары входят также эллиптические галактики и что у спиральных галактик имеется слабо вращающаяся сферическая составляющая, мы приходим к выводу, что основной вращательный момент у многих двойных галактик заключен не во внутренних, а в орбигальных движениях.

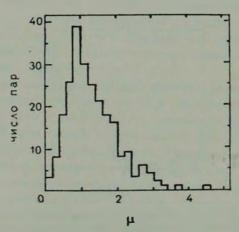


Рис. 2. Распределение 239 пар спиральных галактик по отношению орбитального момента вращения к сумме моментов вращения компонентов.

До сих пор мы интересовались абсолютными значениями моментов. Рассмотрим теперь вопрос об их ориентации.

В. А. Амбарцумян [14] высказал предположение, что в изолированных парах спины компонентов должны быть ориентированы антипараллельно. Основанием для этого послужило представление об образовании двойной галактики из единого компактного объекта с сохранением вращательного момента. Проверка принципа «компенсации спинов» по направлению закручивания спиральных рукавов не обнаружила значительного избытка в числе изолированных пар с противоположным закручиванием спирального узора компонентов [15].

А. Д. Чернин [16] отмечал возможность появления предпочтительной ориентации спинов у двойных галактик еще на ранней стадии формирования этих систем в результате взаимодействия протогалактических вихрей.

На третью причину возможной ориентации моментов в изолированных парах указал в недавней работе Уайт [12]. Моделируя картину слияния двух галактик с учетом их угловых моментов, Уайт обнаружил зависимость темпа этого процесса от того, как ориентированы моменты галактик. Наиболее быстро протекает слияние у галактик, чьи спины параллельны вектору орбитального вращения. Когда вращение у каждого компонента противоположно орбитальному вращению, процесс слияния галактик происходит более медленно. В результате появляется видимый дефицит числа двойных галактик, у которых все три вектора моментов ориентированы одинаковым образом.

Для проверки предсказываемых эффектов ориентации были использованы спектрограммы двойных галактик, полученные автором на 6-метровом телескопе САО. Мы отобрали случаи, удовлетворяющие таким условиям: компоненты пары обнаруживают заметный наклон плоскости галактики к лучу зрения; разность позиционных углов больших осей у компонентов невелика, $|\mathbf{w}_1 - \mathbf{w}_2| \lesssim 30^\circ$; обе галактики имеют эмиссионные спектры; пару можно считать изолированной системой (f < 100); наконец, щель спектрографа ориентирована вдоль большой оси каждого компонента, причем известна привязка края щели на изображении галактики. Измерение наклона эмиссионных линий позволяло определить, в какую сторону направлено вращение одного и другого компонента пары.

"Из 19 случаев с наиболее отчетливыми признаками вращения у 10 пар вращение компонентов наблюдается в противоположные стороны, а у 9—в одном направлении. Следовательно, спектральные данные, так же, как и отмеченные выше морфологические, не дают никаких указаний на существование предпочтительной ориентации спинов в изолированных парах галактик. Заметим, что пары с противоположным и с параллельным направлением вращения галактик имеют в среднем одинаковые взаимные расстояния компонентов, орбитальные массы и относительные моменты 12.

В дсполнение к этому мы рассмотрели еще случаи, когда щель спектрографа проходила через оба компонента пары и наклон эмиссионных линий из-за вращения был хорошо выражен у каждой галактики. Здесь можно было определить не только направление спинов, но и направление орбитального вращения. Условное расположение векторов вращения и соответствующий ему сдвиг и наклон линий на спектрограмме изображен на рис. 3. Пунктиром обозначена щель, проходящая через центры галактик, наклонными черточками — положение спектральной линии. Малый и большой векторы отмечают, соответственно, направление вращения у малого и

большого (более массивного) компонентов, а сдвоенный вектор — направление орбитального движения. При хаотической ориентации моментов все комбинации A, B, C, D должны быть равновероятными. Наблюдаемое число случаев и средние характеристики пар указаны в табл. 3. Здесь λ обозначает проекцию расстояния между компонентами в Кпс, $f_{\rm c}$ — отношение орбитальной массы к светимости, а μ — относительный момент пары. Малая статистика не позволяет утверждать, что существуют какие-либо различия между парами с той или иной ориентацией моментов вращения. Не наблюдается также дефицита пар с параллельными моментами (случай A), как это предсказывают численные эксперименты Уайта [12]. Очевидно, что для подтверждения этих предварительных данных необходимы дополнительные наблюдения тесных пар спиральных галактик.

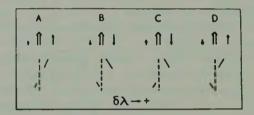


Рис. 3. Четыре типа взаимной ориентации моментов в парах. Сдвоенный вектор показывает направление орбитального вращения, малый и большой векторы — ориентацию спинов малого и большого компонента пары. Внизу пунктиром обозначена щель спектрографа, проходящая через центры галактик, наклонными черточками условно изображен наклон и сдвиг спектральных линий. Стрелкой указано направление возраста ния длин волн.

				Таблица З
Параметр	A	В	С	D
n	4	2	6	4
$\langle X \rangle$, Knc $\langle f_e \rangle$, f_{\odot}	$ \begin{array}{c c} 34 \mp 8 \\ 6.5 \mp 2.9 \end{array} $	10 + (1)	19 ∓ 4 1.2 ∓ 0.7	15 + 4 6.8 + 3.5
(µ)	1.0 = 0.2	1.0 = (0.4)	0.9 〒 0.1	1.0 = 0.3

5. Ориентация плоскостей у двойных галактик. Существование эффекта «спиновой сопряженности» должно было бы проявляться в коррелированности видимых сжатий у членов двойных галактик и в неслучайной взаимной ориентации больших осей компонентов пар. Проверка этих предположений была выполнена Караченцевым и Фесенко [15]. Предпочтительной ориентации плоскостей у ~ 300 двойных галактик обнаружено не было.

Аналогичные исследования предпринимались позднее Нордлинджером [17] и Шарпом и др. [18] на меньших выборках (94 и 57 пар, соответственно). Результаты получились также отрицательными. Авторы этих работ пришли к выводу, что гипотеза образования углового момента у двойных галактик под действием взаимных приливных сил не согласуется с наблюдательными данными.

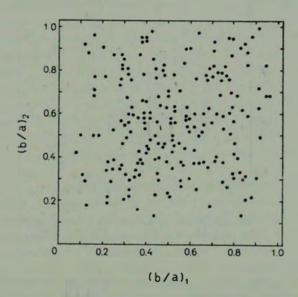


Рис. 4. Распределение 205 пар спиральных галантик по видимым сжатиям галактик. Горизонтальная ось соответствует главному компоненту, а вертикальная—спутнику.

Исключая влияние ложных пар и ограничиваясь спиральными галактиками, мы рассмотрели распределение SS-пар с оценками f < 100 по видимым сжатиям и позиционным углам компонентов. На рис. 4 приведено двумерное распределение 205 пар по видимым сжатиям галактик b/a. Индексом «1» обозначен более яркий компонент пары. Как видно из этих данных, зависимость между сжатиями у членов SS-пар практически отсутствует. Это означает, что оказываются некоррелированными не только углы наклона компонентов, но и их истинные (пространственные) сжатия или структурные подтипы Sa, Sb, Sc. Последний вывод целесообразно проверить измерением показателей цвета у большой выборки двойных спиральных галактик.

Рис. 5 представляет распределение 133 спиральных пар по позиционным углам большого (ω_1) и малого (ω_2) компонентов, измеряемым от положения прямой (Ω), которая проходит через центры галактик. Это распределение, как и предыдущее (рис. 4), также не обнаруживает заметных

признаков упорядоченной ориентации больших осей двойных галактик. Данный результат подтверждает сделанное выше заключение об отсутствии пространственной корреляции между направлениями моментов вращения в изолированных парах галактик.

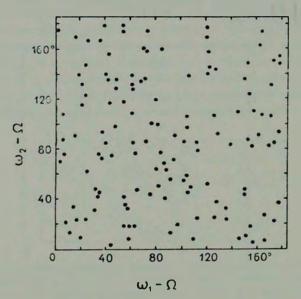


Рис. 5. Распределение 133 пар спиральных галактик по позиционным углам большого (ω_1) и малого (ω_2) компонентов, измеряемым от прямой, проходящей через центры галактик.

6. Заключение. Наблюдаемая хаотичная ориентация моментов вращения у двойных галактик может быть обусловлена тем, что в раннюю эпоху многие пары входили в состав систем более высокой кратности [17]. Под действием иррегулярных сил карликовые члены покидали систему, унося часть углового момента и разрушая первичную упорядоченность моментов. Такое предположение качественно объясняет также и наблюдаемую высокую светимость двойных галактик [3].

По абсолютной величине удельного момента вращения пары выделяются среди других систем галактик. Это иллюстрируют данные табл. 4. В ней приведены оценки удельного момента, k_* , для различных систем галактик. Аналогично (3), величина k_* оценивалась из выражения

$$k_{s} = \frac{2}{5} \left(\gamma f L_{s} R_{s} \right)^{1/2} \tag{5}$$

при f=10. Использованные значения суммарной светимости $L_{\mathfrak s}$ и размера $R_{\mathfrak s}$ системы указаны в таблице. Удельный момент вращения средней га-

лактики приняг за единицу. Известно, что в группах и скоплениях заметных признаков вращения не наблюдается. Поэтому оценки k_s из (5) были редуцированы на фактор $\epsilon \sim n_v^{-1/2}$, где n_v — число галактик с измеренными скоростями, по которым проверяется вращение системы.

T_{i}	a Ka	ш	ıa	4

Система	L_s , $10^{10} L_{\odot}$	R ₃ , кпе	k _s	E	(k _s) reduc
Галактики	1.0	15	1	1	1
Пары	4.5	38	3,4	1	3.4
Триплеты	4.6	50	3.9	≤1/3	≲1.3
Группы	10.5	310	14.7	≲1/5	≤2.9
Virgo	72	810	62.7	≤1/10	≤6.2
Coma	490	1770	240	≲1/10	≲24

Как следуег из данных последнего столбца, пары галактик имеют наибольший момент вращения среди систем галактик малой кратности. Это обстоятельство, на первый взгляд, противоречит предположению о диссипации в начальные эпохи и превращении кратных систем галактик в пары. Однако, сопоставляя их удельные моменты, необходимо учитывать, что многие пары с малым орбитальным моментом (большим эксцентриситетом орбиты) вероятно испытали слияние из-за эффектов динамического трения. Принципиальная трудность гипотезы быстрого слияния пар состоит в другом. Мы отмечали в предыдущей статье [5] известный факт, что относительное число одиночных галактик невелико, оно не превышает 3-5%. Эффект слияния двойных галактик должен приводить к необратимому накоплению числа одиночных галактик. Если бы, скажем, $1/2 \div 2/3$ первичных пар испытали слияние, то при нынешнем их относительном числе $\sim 8\%$ обилие одиночных галактик составляло бы $8 \div 15\%$, что в $2 \div 5$ раз выше их наблюдаемого числа в единице объема.

Для проверки различных гипотез образования двойных галактик нужны дальнейшие детальные исследования. Из наиболее актуальных задач отметим определение индивидуальных масс компонентов по внутренним движениям, уточнение структурных типов, измерение показателей цвета. Важной наблюдательной проблемой является установление физических различий между изолированными и двойными галактиками.

Специальная астрофизическая обсерватория AH СССР

HOMOGENEOUS SAMPLE OF BINARY GALAXIES. IV. ORIENTATION, ANGULAR MOMENTUM, PECULIAR MOTIONS

I. D. KARACHENTSEV

Some characteristics of binary galaxies in the near groups and clusters are considered. Their orbital mass-to-liminosity ratio, $\langle f_z \rangle =$ = 4.0 ± 2.7 corresponds to the normal value f, obtained from rotation of galaxies. It is found that the pairs in systems have smaller peculiar velocities than single members of the systems and are situated mainly at the periphery of groups and clusters. It can be explained by an effect of external tides on the pairs. Within the framework of the tidal hypothesis the total masses of groups and clusters are determined using the maximum observed distance between the components of pairs; they are in agreement with virial masses. For 239 isolated pairs with the spiral components a distribution according to the angular momentum is obtained. A conclusion is drawn that the main angular momentum of binary galaxies is not in the internal, but in the orbital motions. For components of the pairs the directions of their rotation visible on spectrograms is not indicative of "spin compensation" effect. The distribution of binary galaxies according to apparent flatness and to positional angles of their major axes also shows the absence of preferable orientation of angular momentum. It is pointed out that the observed chaotic state in spin orientation of binary galaxies can be due to the origin of pairs from multiple systems by way of dynamic dissipation. The data on values and mutual orientation of angular momentum are compared with White's suggestion about rapid merging of binary galaxies under the dynamic friction effect.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 16, 217, 1980.
- 2. И. Д. Караченцев, Каталог изолированных пар галактик Северного неба, Сообщ. Спе циальной астрофизич. обс., 7, 3, 1972.
- 3. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 17, 249, 1981.
- 4. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 17, 429, 1981.
- 5. И. Д. Караченцев, Астрофизика, 17, 677, 1981.
- G. de Vaucouleurs, in "Galaxies and the Universe", University of Chicago Press v. IX, 1975, p. 557.
- 7. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, М. Ю. Хлопов, Письма АЖ. 6. 465, 1980.
- 8. P. W. Hodge, R. W. Michie, A. J., 74, 587, 1969.

- 9. E. L. Turner, S. J. Aarseth, J. R. Gott, R. D. Mathieu, Ap. J., 228, 684, 1979.
- 11. P. E. Nash. J. J. Monaghan, M. N. RAS, 184, 119, 1978.
- 12. S. D. White, M. N. RAS, 189, 831, 1979.
- 13. А. В. Засов, Л. М. Озерной, Астрон. цирк., № 405, 1, 1967.
- 14. В. А. Амбаруумян, Изв. АН Арм. ССР, физ.-мат. сер., 11, 9, 1958.
- 15. И. Д. Караченцев, Б. И. Фесенко, Астрон. ж., 52, 659, 1975.
- A. D. Chernin, in "The Large Scale Structure of the Universe", eds. M. S. Longair and J. Einasto, 1978, p. 439.
- 17. P. D. Noerdlinger, Ap. J., 229, 877, 1979.
- 18. N. A. Sharp, D. N. Lin, S. D. White, M. N. RAS, 187, 287, 1979.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

выпуск 4

УДК 524.7

К ОЦЕНКЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЙ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

М. А. АРАКЕЛЯН, А. Г. КРИЦУК

Поступила 6 февраля 1981

Рассмотрено влияние возможной зависимости дисперсии скоростей галактик скоплений от массы на оценку их кинетичекой энергии. Часто производимая замена истинной кинетической энергии T величиной T', определяемой уравнением (2), в принципе ведет к переоценке этой величины на фактор b, определяемый уравнением (8) (b боль ше единицы, если между дисперсией скоростей и массой имеется отрицательная корреляция). Но, поскольку на практике используется дисперсия скоростей, полученная по галактикам наибольшей светимости (массы), то кинетичекая энергия может быть недооценена. Соответствующий коэффициент в этом случае определяется посредством (13). Для различных функций распределения массы этот коэффициент вычислен в предположении равнораспределения кинетической энергии.

Как известно, отношение массы к светимости галактик скоплений, определяемое применением теоремы вириала, примерно на порядок превосходит значения, получаемые по кривым вращения. Это обстоятельство побудило Ф. Цвики [1] постулировать существование в составе скоплений больших необнаруженных масс, способных их стабилизовать. Хотя поиски диффузной материи в составе скоплений и привели к положительным результатам [2, 3], однако обнаруженные массы оказались недостаточными для их стабилизации. В частности, масса горячего газа, ответственного за рентгеновское излучение скоплений, оказалась на порядок меньше суммарной вириальной массы галактик [4].

В. А. Амбарцумян [5] высказал принципиально противоположный взгляд на проблему вириальных масс, заключив, что аномально высокое отношение массы к светимости, получаемое применением теоремы вириала, свидетельствует о неприменимости этой теоремы к скоплениям галактик,

что, в свою очередь, является следствием их нестабильности и свидетельством неизбежности их последующего распада.

Третий подход к проблеме вириальных масс состоит в поисках возможностей ослабления вириального парадокса путем уточнения методов оценки кинетической и потенциальной энергий скоплений. В работах [6—8] исследовано влияние существующих в составе скоплений группировок меньшей кратности и оценен вклад их энергии связи в полную потенциальную энергию скоплений. Исследования подобного типа представляются совершенно необходимыми, т. к. лишь проанализировав все возможные ошибки методического характера, можно настаивать на реальности вириального парадокса и на том или ином его истолковании. К указанной группе рабст примыкает и настоящее сообщение, где делается попытка оценки влияния возможной зависимости дисперсии скоростей галактик от их массы на определение кинетической энергии внутренних движений скоплений. Показано, что подобная зависимость может лишь увеличить существующие оценки кинетических энергий скоплений, основанные на дисперсии скоростей галактик наибольших масс.

1. Кинетическая энергия скоплений с учетом зависимости дисперсии скоростей галачтик от массы. Кинетическая энергия скопления

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N} m_i V_i^2$$
 (1)

обычно преобразуется к виду

$$T' = \frac{1}{2} m N \sigma^2, \tag{2}$$

где N— число галактик, m_i — масса i-той галактики, V_i — ее остаточная скорость, \mathfrak{I}^2 — дисперсия скоростей. При наличии дисперсии масс преобразование (1) в (2) подразумевает независимость дисперсии скоростей от массы. Тогда m в (2), так и в обычно используемом выражении для потенциальной энергии

$$2 = -G \frac{m^2 N^2}{\tilde{R}} \tag{3}$$

(R- средний гармонический радиус скопления), должна рассматриваться как средняя масса $\langle m \rangle$ галактик скопления, т. е.

$$\langle m \rangle = \int m \mathfrak{p}(m) dm,$$
 (4)

где $\varphi(m)$ — функция распределения масс.

Предположим теперь, что функция распределения скоростей зависит от массы. Обозначив условную функцию распределения модулей остаточных скоростей галактик массы m через f(V|m), можем записать среднежвадратичную скорость галактик этой массы как

$$\sigma^2(m) = \int V^2 f(V|m) dV.$$
 (5)

Тогда выражение (1) будет равносильно

$$T = \frac{1}{2} N \int m \sigma^2(m) \varphi(m) dm, \qquad (6)$$

а (2) запишется как

$$T' = \frac{1}{2} N \int m \varphi(m) dm \int \sigma^2(m) \gamma(m) dm.$$
 (7)

Таким образом, переход от (1) к (2) равносилен замене истинной кинетической энергии T величиной $b\,T$, где

$$b = \frac{\int m\varphi(m) dm \int \sigma^2(m) \varphi(m) dm}{\int m\sigma^2(m) \varphi(m) dm}, \qquad (8)$$

а $\sigma^2(m)$ определяется посредством (5). Легко видеть, что, если $\sigma^2(m)$ является убывающей функцией m, то независимо от $\sigma^2(m)$ имеет место неравенство

$$b > 1.$$
 (9)

Чтобы убедиться в этом, запишем (8) в виде

$$b = 1 - \frac{cov[m, s^{2}(m)]}{\int ms^{2}(m) \varphi(m) dm}, \qquad (10)$$

где cov — ковариация. Как видим, если коэффициент корреляции между m и $\sigma^2(m)$ отрицателен, то всегда выполняется неравенство (9).

В предельном с точки эрения теории случае равнораспределения кинетической энергии имеем

$$\sigma^2(m) = \frac{3kT}{m}, \tag{11}$$

 $oldsymbol{ ilde{ ilde{T}}}$ имеет смысл кинетической температуры, и

$$b_0 = \int m\varphi(m) dm \int \frac{1}{m} \varphi(m) dm. \tag{12}$$

При получении (8) и (12) предполагалось, что дисперсия скоростей определена по всем галактикам скопления или по выборке, представительной с точки зрения распределения масс. Однако на практике оценки этой величины основаны на лучевых скоростях сравнительно ярких (массивных) членов скоплений. Если обозначить через ψ (m) функцию распределения масс галактик, по которым определена дисперсия скоростей, то вместо (8) и (12) будем иметь соответственно

$$\beta = \frac{\int m^{\varphi}(m) dm \int \sigma^{2}(m) + (m) dm}{\int m^{\sigma^{2}}(m) + (m) dm}$$
(13)

и

$$\beta_0 = \int m\varphi(m) dm \int \frac{1}{m} \psi(m) dm. \tag{14}$$

Эти величины, в отличие от (8) и (12), могут быть и меньше единицы.

Аналогичные рассуждения применимы также в отношении метода определения отношения массы к светимости, основанного на представлении распределения плотности в ядре скопления изотермическими шарами Эмдена. Такое представление впервые было рассмотрено Ф. Цвикки [9], получившим соотношение между характерным размером ядра α , центральной плотностью $\rho(0)$ и дисперсией скоростей σ^2

$$a^2 = \frac{\sigma^2}{12\pi G_P(0)} \cdot \tag{15}$$

Применение этого соотношения к определению отношения массы к светимости приводит к значениям, хорошо согласующимся с вириальным отношением.

Для получения аналога этого соотношения с учетом дисперсии масс подставим в уравнение гидростатического равновесия давление и плотность в виде

$$p(r) = n(r) k T \tag{16}$$

И

$$\rho(r) = n(r) \langle m \rangle, \qquad (17)$$

где n(r) — число галактик в единице объема в функции расстояния ог центра. Уравнение гидростатического равновесия может быть в этом случае записано в виде

$$\frac{d}{dr}\left[\frac{r^2}{\rho(r)}\frac{d\rho(r)}{dr}\right] + Ar^2\rho(r) = 0, \tag{18}$$

где

$$A = \frac{4\pi G \langle m \rangle}{kT}$$
 (19)

Вводя, как и в [9], структурную длину а посредством равенства

$$A\alpha^{2}_{p}(0)=1, \tag{20}$$

получим

$$\alpha^2 = \frac{kT}{4\pi G\varrho (0) \langle m \rangle}$$
 (21)

Поскольку из (11)

$$kT = \frac{\frac{1}{3} \int \sigma^2(m) \varphi(m) dm}{\int \frac{1}{m} \varphi(m) dm},$$
 (22)

TO

$$\alpha^2 = \frac{\sigma^2}{12\pi G_0(0) b_0} \,. \tag{23}$$

Сравнивая (23) с (25), видим, что учет дисперсии масс дает в этой процедуре тот же результат, что и при применении теоремы вириала.

2. Случай равнораспределения кинетической энергии среди массивных членов скопления. Богатые скопления, вообще говоря, могут быть далеки от состояния равнораспределения кинетической энергии. Однако возможность ее равнораспределения среди галактик наибольших масс не исключена. Косвенным указанием на тенденцию к равнораспределению кинетической энергии среди наиболее массивных галактик является тенденция объектов наибольшей светимости располагаться в центральных частях скоплений (см., например, [10]). Разумеется, подобная сегрегация не дает оснований для однозначного вывода о равнораспределении кинетической энергии даже среди галактик, ее проявляющих. Однако рассмотрение ситуации, когда наиболее массивные галактики достигли равнораспределения, имеет смысл, т. к. позволяет сделать количественные оценки возможного влияния обсуждаемой зависимости.

Пусть нижний предел массы галактик, достигших равнораспределения, равен m_0 , а нижний предел массы всех галактик скопления — m_0 . Предполагая, что дисперсия скоростей σ^2 определена по галактикам с

$$m \leqslant m_0^*$$
 (24)

вместо (13) и (14) будем иметь

$$\beta = \frac{\int_{m_0}^{\infty} m\varphi(m) dm \int_{m}^{\infty} \frac{1}{m} \psi(m) dm}{\int_{m_0}^{\infty} m\varphi(m) \varphi(m) dm}$$
(25)

M

$$\beta_0 = \int_{m_0}^{\infty} m\varphi(m) dm \int_{m}^{\infty} \frac{1}{m} \psi(m) dm.$$
 (26)

Если после эпохи наблюдений в системе выполняются условия стационарности, то T не меняется со временем, т. е. удельная кинетическая энергия $T_{\rm H}$, оцененная по галактикам, достигшим равнораспределения, равна конечной удельной энергии равнораспределения $T_{\rm p}$. Таким образом, из (11) имеем

$$T_{\rm H} = T_{\rm P} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \sigma^2(m) \, \psi(m) \, dm}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{m} \, \psi(m) \, dm}, \tag{27}$$

где т" удовлетворяет неравенству (24).

В следующем параграфе приведены численные значения коэффициента β_0 при различных предположениях о функциях распределения масс $\varphi(m)$ и $\psi(m)$.

3. Коэффициент β_0 при различных предположениях о функции распределения масс галактик в скоплениях. Э. Холмберг [11] представил функцию распределения масс галактик в виде

$$\varphi(\lg m) d \lg m = \text{const}(12.1 - \lg m)^2 d \lg m.$$
 (28)

Значения коэффициента ρ_0 для различных значений m_0 (нижний предел масс галактик в скоплениях) и m_0 (нижний предел масс галактик, использованных при определении дисперсии скоростей) приведены в табл. 1. Как видим, если дисперсия скоростей определена по галактикам с массами, превышающими $10^{-1.5}$ от максимального значения, то, в предположении разнораспределения, оценка кинетической энергии, полученная посредством (2), оказывается почти на порядок меньше ее истинного значения.

Таблица 1

$\lg \frac{m_0}{m_{\odot}}$					
10.9	10.8	10.7	10.6		
0.12	0.15	0.18	0.22		
0.10	0.12	0.15	0.18		
0.09	0.10	0.13	0.15		
0.07	0.09	0.11	0.13		
	0.12 0.10 0.09	10.9 10.8 0.12 0.15 0.10 0.12 0.09 0.10	$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $		

Аналогичные результаты получаются при использовании функции светимости галактик в предположении о постоянном отношении массы к светимости. Рассмотрим функцию светимости в форме, предложенной П. Шехтером [12]

$$\varphi(L) dL = \text{const } L^{-5/4} e^{-(L/L^*)} dL,$$
 (29)

где характерной светимости L^* при H=50 км с $^{-1}$ Mпс $^{-1}$ соответствует абсолютная величина $M_{\rm R(0)} = -20.8$. Значения eta_0 при различных $M_{\rm B(0)}$ (минимальная светимость галактик скопления) и $M_{\rm B(0)}$ (минимальная светимость галактик, по которым определена дисперсия скоростей) приведены в табл. 2.

Таблица 2 $M_{B(0)}$ MRO -21.0-20.0-19.0-15.00.07 0.15 0.31 0.22 0.05 0,11 -14.0-13.00.19 0.04 0.08 0.13 -12.00.03 0.06

Если принять во внимание, что максимальная светимость галактик в скоплениях ~ -24 "0, то очевидно, что рассмотренный в табл. 2 интервал светимостей примерно соответствует интервалу масс, рассмотренных в табл. 1. Как видим, и значения 👫 приведенные в двух таблицах, находятся в неплохом согласии.

Наконец, рассмотрим выборку 102 галактик, по которым в [13] определена дисперсия скоростей галактик скопления в Волосах Вероники. Функция распределения светимостей галактик этой выборки была построена по 7-1174

абсолютным величинам, вычисленным по фотометрии Каталога галактик и скоплений галактик Ф. Цвикки и Э. Герцога [14], после их пересчета к системе $M_{\rm B(0)}$ с помощью соотношения $B(0)=0.886m_s+1.315$, данного Дж. Хукра [15]. Значения β_0 при различных значениях нижнего предела светимости галактик скопления $M_{\rm B(0)}$ приведены в табл. 3.

	Таблица .				
$M_{B(0)}$	-15.0	-14.0	-13.0	-12.0	
βo	0.22	0.16	0.12	0.09	

Значение β_0 (— 15.0) примерно соответствует β_0 (8.8) из таба. 1. Сравнивая с учетом эгого обстоятельства данные таблиц 1 и 3, видим, что они неплохо согласуются.

Таким образом, учет возможной отрицательной корреляции между массами галактик и дисперсией скоростей может лишь увеличить существующие оценки кинетической энергии скоплений галактик, основанные на лучевых скоростях их наиболее массивных членов.

Бюраканская астрофизическая обсерватория Ленинградский государственный университет

ON THE ESTIMATION OF KINETIC ENERGIES OF CLUSTERS OF GALAXIES

M. A. ARAKELIAN, A. G. KRITSUK

The influence of possible dependence of the velocity dispersion upon the mass of galaxies in cluster on the estimation of kinetic energy has been considered. The common replace of actual kinetic energy T by T', determined by equation (2), leads in principle to the overestimation of this quantity by factor b determined by the equation (8). (b exceeds the unity if the negative correlation between velocity dispersion and mass exists). But in practice, when the velocity dispersion, obtained from the most luminous (massive) galaxies is used the kinetic energy may be even underestimated. In such a case the respective coefficient is determined by (13). This coefficient is computed for different mass distribution functions under the assumption of equipartition of kinetic energy.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. F. Zwicky, Helv. Phys. Acta, 6, 110, 1933.
- 2. F. Zwicky, P. A. S. P., 63, 61, 1951
- 3. W. A. Baum, P. A. S. P., 85, 530, 1973.
- 4. S. M. Lea, J. Silk, E. Kellogg, S. Murray, Ap. J., 184, L 105, 1973.
- 5. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм. ССР, сер. физ.-мат. наук, 11, № 5, 9, 1958.
- 6. P. S. Wesson, A. Lerman, Astrophys. Space Sci., 46, 327, 1977.
- 7. В. Ю. Теребиж, Астрон. ж., 56, 258, 1979.
- 8. L. M. Ozernoy, M. Reinhardt, Astrophys. Space Sci., 60, 267, 1979.
- 9. F. Zwicky, Morphological Astronomy, Springer Verlag, 1957.
- 10. N. A. Bahcall, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 505, 1977.
- 11. E. Holmberg, Arkiv fur Astron., 5, 305, 1974.
- 12. P. Schechter, Ap. J., 203, 297, 1976.
- 13. H. J. Rood, T. L. Page, E. C. Kintner, I. R. King, Ap. J., 175, 627, 1972.
- 14. F. Zwicky. E. Herzog, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. II, 1963.
- 15. J. Huchra, A. J., 81, 952, 1976.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

выпуск 4

УДК 524.7

ВАЖНЫЙ СЕЛЕКЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАЛАКТИК ПО СКОРОСТЯМ

Б. И. ФЕСЕНКО

Поступила 19 сентября 1980 Принята к печати 27 мая 1981

В выборках по блеску группы галактик с большой видимой населенностью располагаются в сравнительно уэком интервале расстояний от наблюдателя. Поэтому там, где число галактик сильно повышено, существует высокий максимум в распределении галактик по скоростям. Этот максимум обусловлен не каким-то одним богатым скоплением, а несколькими группами галактик, оказавшимися рядом случайно. Такая совокупность групп удивительно хорошо маскируется под богатое скопление. С другой стороны, там, где галактик очень мало, ожидается существование глубокого минимума в распределении по скоростям. Причем такой минимум не имеет отношения к, так называемой, ячеистой структуре Вселенной, а появляется благодаря игре случая. Справедливость этих положений подтверждена при моделировании распределений галактик по скоростям в 800 элеемнтарных площадках. Вероятно, игнорирование рассматриваемой наблюдательной селекции и явилось главной причиной обнаружения, так называемых, скрытых масс в богатых скоплениях.

1. Введение. Согласно [1] и некоторым другим работам, все скопления галактик входят в сверхскопления. На сверхскопления приходится только около 2% всего пространства и за их пределами, как правило, нет не только скоплений, но и ярких галактик. Решающим доводом в пользу такой картины мира считается существование резких максимумов и глубоких провалов в распределении галактик по расстояниям от нас. Считается, что поскольку распределение по расстояниям не подвержено искажениям от межзвездного поглощения света и изменчивости условий наблюдений, то упомянутые максимумы и провалы неопровержимо свидетельствуют в пользу реальности сверхскоплений.

Одной из задач этой заметки является показ недостаточной обоснованности такого вывода. Существует весьма интересный вид наблюдательной селекции, игнорировавшийся ранее как при поисках сверхскоплений, так и при изучении движений членов, так называемых, богатых скоплений галактик.

Занимаясь статистикой галактик, исследователь, как правило, изучает объекты ярче фиксированного предельного блеска. Именно в таком положении находились Цвикки и Эйбелл при выделении скоплений галактик, а также разные исследователи распределений скоростей и морфологических типов галактик.

Числа галактик в элементарных площадках (ә.п.) подвержены большим колебаниям. Главная причина таких колебаний — присутствие групп галактик. Но оказывается, что в выборке объектов по видимому блеску группы с большой видимой населенностью располагаются в сравнительно уэком интервале расстояний от нас. Это, в частности, видно из данных, представленных в третьем разделе данной работы. С другой стороны, большой избыток галактик в ә.п. обусловлен обычно попаданием туда не одной, а нескольких групп. Вот почему, отбирая области неба с сильно повышенными числами галактик, наблюдатель безусловно будет иметь дело с необычным распределением объектов по скоростям. Причем особенности этого распределения не обязательно вызваны присутствием богатых скоплений или сверхскоплений.

2. Модель. Рассмотрим галактики с $m < \overline{m}$. Небо разделяем на одинаковые элементарные площадки. Вводим следующие обозначения:

n — число галактик в э. п.; sn_s — число тех галактик э. п., которые принадлежат группам с s наблюдаемыми членами, то есть с m < m; S — истинная населенность группы; M — абсолютная звездная величина галактики; $\varphi(M)$ — функция светимости; y — отношение лучевой скорости данной галактики, V_r , к среднему значению лучевых скоростей для галактик с m < m; H — постоянная Хаббла в единицах км/сМпс и $z^2\{x\}$ — дисперсия случайной величины x.

Имеем

$$n=\sum_{i=1}^{k}sn_{s_{i}}$$

 $r_{A}e^{-k}$ — максимальная видимая населенность группы.

Вследствие эффекта обрезания выборки предельным блеском, скопление может предстать группой галактик, а группа иногда может оказаться представленной только одним ее ярчайшим членом (тогда s=1). Чем дальше от нас система галактик, тем больше будет величина S-s. С другой стороны, у близких к наблюдателю систем большое значение S-s

объясняется эффектом разрезания этих систем границами в. п. Ведь населенность s определяется лишь по тем членам группы, которые попали в в. п. Таким образом, наименьшие значения величины S-s должны достигаться на расстояниях, не очень отличающихся от среднего расстояния для всей выборки.

Учитывая сказанное выше, рассмотрим распределение галактик по расстояниям от нас в отдельных э. п. Будем сравнивать такие распределения в э. п. с повышенными и пониженными числами галактик. Предполагаем, что богатые скопления и сверхскопления галактик отсутствуют. Положения центров групп считаем взаимно независимыми.

Положим

$$\varphi(M) = \operatorname{dex}\left[\alpha + b\left(M - M_*\right)\right],\tag{1}$$

где b=0.25 при $M>M_*$ и b=1.4 при $M< M_*$. $M_*=-21^m$. Дисперсней скоростей членов группы пренебрегаем и лучевую скорость галактики считаем строго пропорциональной ее расстоянию. Можно показать, что интегральное распределение относительной лучевой скорости у имеет следующий вид:

$$P(y) = \begin{vmatrix} 0.5629y^{1.75} - 0.0244y^{6} & \text{при } y < 1.3746, \\ 1.0000 - 0.6519y^{-4} & \text{при } y \geqslant 1.3746. \end{vmatrix}$$
 (2)

Моделирование распределения галактик выполняем для э. п. размерами $15^{\circ} \times 15^{\circ}$ при $\langle r \rangle = 66.77$ Мпс, чему соответствует $\langle V_r \rangle = 5000$ км/с, если H=75 км/с Мпс. Среднее число галактик в э. п. принимаем равным 84.9, причем берем $\langle n_1 \rangle = 46.2$, $\langle n_2 \rangle = 6.0$, $\langle n_3 \rangle = 3.5$, $\langle n_{12} \rangle = 0.7$ и $\langle n_{26} \rangle = 0.3$. Числа n_1 , n_2 и т. д. взаимно независимы и распределены каждое по закону Пуассона.

В этой модели $\sigma^2 |n|/\langle n \rangle = 4.77$, что достаточно близко к значению 3.46, полученному в [2] после обработки подсчетов галактик в обсерватории Λ ик. Но последнее значение, возможно, несколько занижено, ввиду эффекта разрезания групп границами э. п., более сильного, чем в модели.

При моделировании наиболее трудным является учет того, что самые близкие и самые далекие группы представлены небольшим числом членов. Здесь нужно знать, как зависит функция светимости от населенности и линейных размеров группы и как зависят друг от друга светимости разных се членов. В дальнейшем рассматривается приближенная модель.

Пусть группы с видимыми населенностями s < 26 располагаются по обе стороны от интервала расстояний, где находятся группы с s = 26. Предположим, что слева от этого интервала численность групп данной населенности s в четыре раза меньше, чем справа, причем ближайшие и самые удаленные от нас группы представлены только одним видимым членом. Остальные группы расположены на промежуточных расстояниях.

Тогда для того, чтобы общее распределение расстояний галактик соответствовало закону (2), зависимость интервала скоростей от величины s должна быть взята в соответствии с табл. 1 (для большей наглядности результатов переходим от расстояний к лучевым скоростям).

Таблица				
8	V_r (km/c)			
1	0-1950			
2	1950 - 2200			
3	2200—2450			
12	2450—2650			
26	2650-3350			
12	3350 — 38 50			
3	3850 — 4450			
2	4450 5150			
1	≥ 5150			

13.1		7	Габлица 2
V _r (xm/c)	Типичн. э. п.	э. п. с n≥120	э. п. с n ≤ 51
1	2	3	4
0	2.9	2.8	2.2
1000—	6.7	7.8	5.2
2000—	9.8	22.0	2.2
3000	12.3	36.4	0.5
4000—	13.9	17.6	8.6
5000—	13.9	14.4	10.2
6000—	10.9	12.0	8.4
7000—	6.0	6.4	4.6
≥ 8000	8.5	9.3	6.5
Число в. п.	800	41	17
(n)	84.9	128.7	48.4

На самом деле интервалы скоростей для групп разной видимой населенности должны сильно перекрываться. Например, при $V_r < 1950~{\rm кm/c}$ будут наблюдаться и группы с s > 1, в особенности в тех случаях, когда центр группы располагается вблизи центра э. п. Однако этот недостаток модели как-то компенсируется быстрым нарастанием значений величины s при увеличении V_r .

Результаты моделирования распределения галактик по скоростям в 800 э. п. представлены в табл. 2. Во втором столбце приводится среднее распределение для всех э. п. В третьем столбце распределение дано только для э. п. с $n \ge 120$, а в четвертом — для э. п. с $n \le 51$. Анализ разных подвыборок показал, что приведенные результаты статистически устойчивы. Так, при $n \ge 120$ коэффициент вариации для среднего числа галактик в фиксированном интервале значений V_r составил 0.06.

Из табл. 2 видно, что в э.п. с повышенным или пониженным числом галактик распределение по скоростям сильно деформировано по сравнению с типичным распределением. В случае $n \ge 120$ появляется высокий максимум при $3000 \le V_r < 4000$ км/с. При $n \le 51$ распределение скоростей двухвершинное. Глубокий спад чисел объектов наблюдается в интервале

 $2000 \leqslant V_r \leqslant 4000$ км/с. Здесь число галактик в 21.6 раза меньшее, чем в э. п. с $n \ge 120$.

В таба. З для 41 э. п. с $n \gg 120$ приводится совместное распределение чисел групп с населенностями 12 и 26, попавших в одну и ту же э. п. Интересно, что, за исключением двух случаев, в э. п. оказываются, по крайней мере, две группы повышенной населенности.

2	4
10	0
4	0
4	0
1	0
0	0
	4 4 1

Итак, отбор элементарных площадок по числу наблюдаемых там галактик ведет к искажениям в распределении по скоростям. Если это явление игнорировать, то можно привести вполне убедительные аргументы в пользу существования сверхскоплений и богатых скоплений.

Лействительно, пусть наблюдатель выделил область с сильно повышенным числом галактик. Чтобы окончательно убедиться в том, что здесь расположено богатое скопление, наблюдатель исследует распределение галактик по скоростям и, конечно, получает необычно высокий максимум. Но, как показано выше, такая особенность распределения должна получаться и при полном отсутствии богатых скоплений. Так, в каждой из э.п. с $n \ge 120$ (в нашей модели) можно было бы усмотреть присутствие скопления, содержащего в среднем 128.7 — 84.9 = 43.8 галактик. На самом деле это число получится еще большим, так как при оценках по данным наблюдений среднего числа галактик фона всегда отбрасываются, как нетипичные, области с повышенными числами объектов. В результате, в каждом выделенном скоплении будет более 50 галактик, тогда как в модели было принято, что 🛚 🗲 26. Такой результат согласуется с данными табл. 3: почти все э. п. с сильно повышенным числом галактик содержат, по крайней мере, две группы большой видимой населенности. Причем эти группы всегда окажутся близкими друг к другу в пространстве, так как иначе их видимая населенность не будет достаточно большой для выделения данной э. п.

С другой стороны, наблюдатель решает проверить, действительно ли в областях с сильно пониженным числом галактик существует минимум в распределении лучевых скоростей («большая яма» в ячеистой структуре

Вселенной). И действительно, минимум обязательно появляется. Но, как показано в модели, он должен появляться и при отсутствии ячеистой структуры.

Благодаря рассматриваему селекционному эффекту совсем несложно получить огромное сверхскопление в выборке с m < m. Пусть, например, в большой области неба выделены все э. п. с сильно повышенным числом галактик. В каждой такой э. п. неизбежно существует острый пик в распределении скоростей, даже при отсутствии сверхскопления. Причем везде этот пик приходится на один и тот же сравнительно узкий интервал скоростей. Не понимая сущности наблюдательной селекции, исследователь может сделать неправильный вывод о присутствии сверхскопления, сжатого в направлении луча эрения.

3. Наблюдательная проверка. Рассматриваемый селекционный эффект появляется благодаря тому, что в разных интервалах скоростей с одинаковыми математическими ожиданиями чисел галактик дисперсии чисел оказываются разными. Зависимость дисперсии от интервала скоростей проверим для весьма однородной выборки галактик, рассмотренной в работе [3]. Эта выборка составлена из почти всех галактик ярче $F \approx 15^{\rm m}$ (блеск в фотометрической системе авторов [3]) в каждой из восьми случайно отобранных областей неба площадью 14-18 \square °. Ввиду того, что эффект различия галактических широт частично компенсировался выбором предельной звездной величины и размеров областей, в дальнейшем будем пренебрегать при расчете дисперсий небольшим различием математических ожиданий чисел галактик в разных областях.

В табл. 4 приводятся усредненные по восьми областям числа галактик в трех интервалах значений относительной лучевой скорости у. Даны также числа $\langle s \rangle = \sigma^2 \langle n \rangle / \langle n \rangle$, характеризующие среднюю кратность галактик, наблюдаемых в данном интервале скоростей. Как и ожидалось, в среднем интервале скоростей произошло резкое возрастание значений $\langle s \rangle$. По сравнению с моделью максимум значений $\langle s \rangle$ приходится на большие значения у. Это объясняется, во-первых, неточностью модели и, во-вторых, значительным эффектом разрезания групп границами областей в данной выборке. Однако качественно результат моделирования подтверждается.

	Таблица 4	
y	(n)	\ \(s \)
0-0.81	7.25	1.45
0.82-1.13	7.38	8.67
≥1.14	6.68	1.02

Кроме того, средняя кратность галактик, найденная для всего интервала скоростей, оказалась равной 3.5 ± 0.8 — в согласии с оценкой по ликским подсчетам галактик [2]. Она согласуется и с данными для более глубоких выборок [4].

4. Заключение. Уже давно скопления Цвикки и Эйбелла считаются многими авторами реально существующими, динамически связанными скоплениями. Открытые в них огромные массы, никак не проявляющие себя в оптическом диапазоне, явились предметом оживленных дискуссий в сотнях работ.

Между тем, анализ статистических свойств выборок галактик, выполненный в [5], показал, что не менее половины указанных скоплений образуется за счет случайного совпадения видимых положений нескольких несвязанных групп. В данной заметке показано, что в каждом таком ложном скоплении распределение скоростей должно иметь необычно высокий максимум. Это явление приводит к тому, что ложные скопления (и, по-видимому, ложные сверхскопления) оказываются удивительно хорошо замаскированными под реальные системы (см. также [5]). Интересно, что из данных табл. 2 при некстором уменьшении числа галактик фона в э. п. (70 вместо 84.9) доля всех галактик в ложных скоплениях, содержащих 50 и более членов, оказывается равной 3%. Это близко к тому, что и наблюдается для скоплений Эйбелла.

Таким образом, существование огромных скрытых масс в богатых скоплениях, строго говоря, еще не вытекает из имеющихся данных наблюдений. Уже сейчас видно, что эти наблюдения допускают такое истолкование, при котором почти все богатые скопления оказываются ложными. Однако необходимы дальнейшие всесторонние исследования в этом направлении

Псковский педагогический институт

A SELECTIONAL EFFECT OF LARGE IMPORTANCE DURING THE INVESTIGATION OF THE VELOCITY DISTRIBUTION OF THE GALAXIES

B. I. FESSENKO

When the samples of galaxies according to their apparent brightness were investigated, the groups with large apparent richness were arranged into a narrow distance interval. Therefore, in the regions of the sky with increased number of galaxies, high maximum in velocity

distribution exists. That maximum is stipulated not by a single rich cluster but by several groups of galaxies with a similiar distance from the observer. Such a system of groups imitates one rich cluster surprisingly well. In the regions with a small number of galaxies, a deep minimum in the velocity distribution is expected. Such a minimum is not connected with the cell structure of the Universe.

The correctness of these statements is confirmed by the results of the investigation of a model for the distribution of galaxies in the 800 elementary regions of the sky. It is probable that the large unseen mass in the rich clusters of galaxies was obtained because of ignoring of the above effect of the observational selection.

ЛИТЕРАТУРА

- J. Einasto, M. Föeveer, E. Saar, Superclusters and Galaxy Formation, Preprint A-3, Tartu, 1979.
- 2. Б. И. Фесенко, Н. П. Питьев, Астрон. ж., 51, 736, 1974.
- 3. R. P. Kirshner, A. Oemler Jr., P. L. Schechter, A. J., 83, No 12, 1549, 1978.
- 4. H. T. MacGillivray, H.T. Dodd, The Distribution of Faint Galaxies in a Field of 15 Square Degrees near the South Galactic Pole, Preprint, 1979.
- 5. Б. И. Фесенко, Астрон. ж., 56, 1165, 1979.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОИ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

ВЫПУСК 4

УДК 524.352

АНАЛИЗ КРИВОЙ БЛЕСКА SU ВОЗНИЧЕГО ЗА 1900—1979 гг.

Л. В. ТИМОШЕНКО

Поступила 1 декабря 1980 Принята к печати 3 марта 1981

Проведен анализ имеющихся в литературе фотографических наблюдений блеска SU Возничего, выполненных за 1900-1979 гг. Выявлено большое количество непериодических ослаблений блеска в среднем на 1^m , а также резкие кратковременные увеличения блеска типа вспышек и возможность псевдоцикла с интервалом времени 12-16 лет.

1. Среди всего многообразия звезд типа RW Возничего можно выделить группу звезд с характерными непериодическими алголеподобными ослаблениями блеска, к которым относится и SU Возничего.

Большая работа по фотометрическому исследованию этих звезд проводится в Зоннебергской обсерватории Венцелем и др. [1]. Однако исследование общих закономерностей, которым подчиняется изменение блеска звезд типа RW Возничего, стало возможным только после появления каталогов длительных рядов наблюдений этих звезд.

В работе [2] нами уже был проведен анализ имеющихся в литературе алектрофотометрических наблюдений SU Возничего. Но UBV фотометрия охватывает период наблюдения этой звезды менее, чем в 20 лет. Поэтому, чтобы проследять поведение звезды на большом промежутке времени, были проанализированы результаты определения блеска SU Возничего, полученные В. П. Цесевичем по гарвардским пластинкам за 54 года наблюдений и опубликованные в каталоге [3].

Гарвардские наблюдения проводились многокамерным инструментом. В связи с этим при обработке данных из каталога [3] нами были учтены искажения значения блеска в различных камерах. Они приведены в еди-

ную систему. Если считать, что у І камеры нет никаких искажений, то влияние остальных камер на значение блеска даны в табл. 1.

	Таблица 1
Номер камеры	$\Delta m_{ m pg}$
I	0.00
П	+0.14
IV	-0.05
v	+0.10
VI	-0.12
VIII	-0.14
IX	+0.20
x	+0.13
XII	+0.33

На рис. 1 показана кривая изменения блеска SU Возничего по данным из [3]. Каждая точка соответствует значению блеска, усредненному за 20 ночей наблюдений. На горизонтальной оси отложены даты в юлианских днях, на вертикальной — блеск звезды в фотографических лучах. Цифрами в кружках обозначены отдельные минимумы блеска звезды, которые показаны на рис. 2, с большим разрешением по времени.

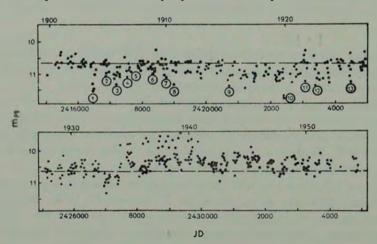


Рис. 1. Изменение блеска SU Возничего по фотографическим наблюдениям за 54 года.

В результате обнаружилось, что с 1900 г. по 1933 г. блеск звезды непериодически ослабевал в среднем на $\sim 1^{m}$. Как видно из рис. 2, форма минимумов и их продолжительность совершенно произвольны. Время нахождения звезды в минимуме блеска от нескольких дней до 2-х лет (двухлетнее ослабление блеска на рис. 2 не показано). Также наблюдаются резкие кратковременные ослабления блеска в среднем на 0^m9 за время 60—180 минут. Среднее значение блеска с 1900 г. по 1933 г. равно 10^m8.

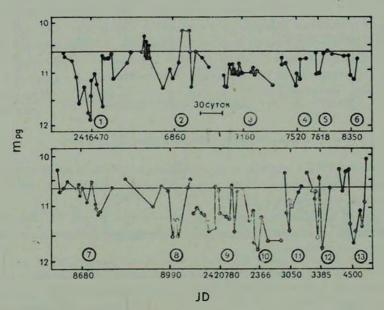


Рис. 2. Отдельные продолжительные минимумы блеска SU Возничего, выбранные из рис. 1.

С 1934 г. по 1942 г. характер изменения блеска SU Возничего резко меняется. Средний блеск звезды увеличивается до 10^{тh} 5. В этот период наблюдается большое количество кратковременных увеличений блеска типа вспышек. Три характерные вспышки показаны на рис. 3. При вспышке «а» блеск звезды возрос на 0th 4 за 12 минут и ослаб за 24 мин, достигнув первоначального значения. Вспышка «b» — двойная. Блеск звезды возрос на 0th 6 в течение 2 минут, следующее значение блеска зарегистрировано через 36 минут, где блеск снова стал таким, как был до вспышки, т. е. 10th 6, После этого сразу произошла вспышка с амплитудой 0th 5 за 10 минут, а ослабление блеска продолжалось 90 минут. Время развития вспышки «с» больше, чем у предыдущих. Амплитуда этой вспышки 0th 8. Блеск возрос за 72 минуты и упал за 105 минут, после чего виден вторичный подъем блеска на 0th 5 но окончание вспышки уже не регистрировалось.

 $K_{a\kappa}$ видно из рис. 3, форма кривой блеска для всех вспышек одинакова — блеск звезды резко увеличивается, в среднем на $0^{\text{m}}_{-}6$, и уменьшаетза время, в несколько раз большее, чем время возрастания блеска. Такая форма кривой блеска характерна и для вспышек звезд типа UV Cet [4].

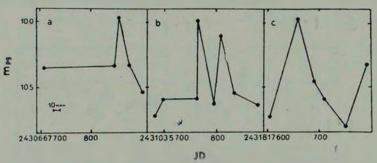


Рис. 3. Три характерные вспышки блеска SU Возничего.

Начиная с 1942 г. период ярких вспышек в основном прекращается, и блеск звезды снова претерпевает непериодические ослабления, но они не такие сильные и частые, как до 1934 г.

На рис. 4 показано изменение среднего за год блеска SU Возничего. Кроме сильных ослаблений блеска виден намечающийся период колебаний приблизительно в 40 лет.

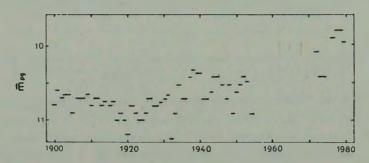


Рис. 4. Изменение среднего за год блеска SU Возничего.

Начиная с 1954 г. по 1970 г. данные по фотографическим наблюдениям блеска SU Возничего отсутствуют. Несколько оценок блеска этой звезды были получены Салмановым в период наблюдений 1971—1973 г. [5]. Для блеска в период наблюдений 1976—1979 гг. мы использовали неопубликованные данные, любезно предоставленные нам др-ом Венцелем. Судя по фотометрическим оценкам блеска, полученным в период отсутствия фотографических наблюдений, у SU Возничего в 60—70 годах также замечены ослабления блеска, но не столь частые, как это было в 20-е

годы. По всей видимости, и в этот период у звезды был неглубокий минимум среднего блеска.

С середины 70-х годов звезда становится яркой. Так по фотографическим наблюдениям Венцеля $m_{\rho g} \approx 9^{m}8$, а по фотометрическим данным Куана $m_{R} \approx 9^{m}81$ [6].

Разность между блеском SU Возничего в 20-е годы (период ослабленного состояния) н 70-е составляет $\Delta m_{pg} \approx 1^{m}$ 2.

Как уже отмечалось в [7], нами по данным каталога [3] построена гистограмма частоты ослаблений блеска и кривая вспышечной активности SU Возничего за 54 года наблюдений (рис. 5). Как видно из рис. 5, частота ослаблений блеска носит псевдоциклический характер с интервалом времени порядка 12—16 лет. Возможен и более короткий цикл порядка 4—5 лет.

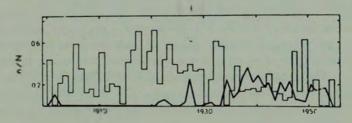


Рис. 5. Гистограмма частоты n/N ослаблений блеска и кривая вспышечной активности за 54 года наблюдений, где n— число ослаблений блеска (n_{\min}) SU Возничего ниже $m_{\rho g}=11^{\rm m}0$ и "вспышек" (n_{\max}) ярче $m_{\rho g}=10^{\rm m}0$ за год. N— число ночей наблюдений SU Возничего.

Надо отмегить, что ослабления блеска преобладали в 1905—1906 гг. В 20-х годах отмечается наибольшая активность звезды. После постепенного спада активности в 1932—1933 гг. снова резко увеличивается частота появления отдельных продолжительных минимумов блеска. А середина 30-х и начало 40-х годов характеризуются общим поярчанием звезды с очень редкими ослаблениями блеска. В этот период возросла и вспышечная активность звезды. Но уже в конце 40-х годов снова наблюдается заметное количество отдельных минимумов блеска.

2. Обсуждение. Сложный характер изменения блеска SU Возничего приводит к определенным трудностям интерпретации процессов, происходящих на звезде.

Прежде всего надо отметить, что до сих пор не выяснена причина непериодических алголеподобных ослаблений блеска. Впервые на внезапное ослабление блеска SU Возничего примерно на $\Delta m_{pg} \approx 1^m$ в 1939 г. 8—1174

(JD 2429336—9339) указал Курочкин [8]. Этот минимум подтверждается также и гарвардскими наблюдениями, но произошел он при повышенном среднем блеске звезды и в период, когда наблюдалось большое количество вспышек. Это указывает на то, что ослабления могут происходить при любом блеске звезды, то есть как при состоянии повышенного, так и пониженного блеска.

Еще надо отметить, что переменность блеска SU Возничего в фотографических лучах обычно оценивается как $m_{\rho g} \approx 9^{\rm m} 7 - 11^{\rm m} 3$, но по гарвардским наблюдениям блеск этой звезды иногда ослабевал до $11^{\rm m} 9$. Таким образом амплитуду изменений блеска SU Возничего надо оценить в $2^{\rm m} 2$, а не $1^{\rm m} 6$, как это считалось ранее.

Автором по каталогу [3] была найдена цикличность у некоторых других звезд с непериодическими ослаблениями блеска. Результаты этой работы будут опубликованы позже. На данный момент времени можно только сказать, что явление цикличности присуще многим звездам этого типа.

Колебания среднего блеска SU Возничего с периодом приблизительно в 40 лет, постепенный подъем блеска и максимальное его значение в конце 70-х годов (рис. 4) указывают на какие-то длительные процессы на этой звезде. Интересно, что такой ход изменений блеска полностью совпадает с кривыми блеска звезд спектрального класса A :BN Ориона и UX Ориона [9, 10], у которых блеск после подъема практически не меняется в течение более 10 последних лет.

В заключение можно сделать следующие выводы:

- 1. Блеск звезды SU Возничего непериодически ослабевал в среднем на $\Delta m_{pq} \approx 1^m$, время нахождения звезды в минимуме блеска от нескольких дней до двух лет.
- 2. Частота ослаблений блеска носит псевдоциклический характер со временем 12—16 лет. Возможен цикл и с меньшей продолжительностью.
- 3. В максимальном блеске обнаружены резкие кратковременные увеличения блеска в среднем на 0^m 6.
- 4. На кривой среднего блеска SU Возничего намечается период в 40 лет с постепенным общим увеличением блеска. В 1976—1979 гг. звезда находилась в максимальном блеске, при этом изменения его незначительны.

Автор выражает благодарность З. А. Исмаилову за полезное обсуждение работы.

Шемахинская астрофизическая обсерватория

AN ANALYSIS OF THE LIGHT CURVE OF SU AURIGAE IN 1900—1979

L. V. TIMOSHENKO

An analysis of the photographic observations of the light of SU-Aur made from 1900 to 1979 has been carried out. The following results have been found: a) a great number of non-periodic weakenings of light by 1^m; b) sharp short-time increase of the light of flare-type; c) a possibility of the pseudo-cycle with the interval of 12—16 years.

ЛИТЕРАТУРА

- W. Wanzel. Non-periodic Phenomena in Variable Stars, IAU Colloquium No. 4 ed. L. Detre, Academic Press, Budapest, 1969, p. 61.
- 2. Л. В. Тимошенко, Астрофизика, 17, 519, 1981.
- 3. В. П. Цесевыч, Б. А. Драгомирецкая, Звезды типа RW Возничего, Киев, 1973.
- 4. Р. Е. Гершберг, Вспыхивающие звезды малых масс, Наука, М., 1970.
- 5. *Н. Л. Иванова, И. Р. Салманов*, Сообщ. Бюраканской обс., 49, 17, 1976.
- 6. P. Kuan, Ap. J., 210, 129, 1976.
- 7. Л. В. Тимошенко, Астрон. цирк., 1164, 1981.
- 8. Н. Е. Курочкин, ПЗ, 8, 352, 1952.
- 9. Б. А. Драгомирецкая, Астрофизика, 1, 455, 1965.
- 10. Б. А. Драгомирецкая, в сб. «Проблемы космической физики», Киев, 1967, стр. 146.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

выпуск 4

УДК 523.33+523.42

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ ИЗОТРОПНО РАССЕИВАЮЩИХ АТМОСФЕРАХ

т. виик

Поступила 10 января 1981 Принята к печати 9 апреля 1981

На основе сформулированных в настоящей работе соотношений инвариантности разработан метод определения поля излучения в изотропно рассеивающих многослойных атмосферах, освещенных параллельными лучами. Показано, что эти соотношения инвариантности можно использовать также в том случае, если многослойная атмосфера огранячена снизу отражающей поверхностью с любым коэффициентом отражения. Приведены яскоторые результаты вычислений для модельных задач.

1. Введение. В теории переноса излучения очень важное значение имеют различные соотношения инвариантности. Первым на это обратил внимание Амбарцумян [1], в дальнейшем идеи Амбарцумяна получили развитие в работах Чандрасекара [2] и Соболева [3]. В работе Беллмана и Калабы [4] разработан принцип инвариантного погружения, по своему содержанию очень близкий к принципам инвариантности Чандрасекара [2]. В работах Енгибаряна и Мнацаканяна [5] и Иванова [6] было сформулировано новое соотношение инвариантности для полубесконечных атмосфер, которое, однако, приведено уже в работе Шимицу [7]. Это соотношение, обобщенное в дальнейшем Яновицким [8], оказалось очень полезным при вычислении поля излучения в полубесконечной атмосфере [9, 10]. Принципы инвариантности для функции Грина скалярного уравнения переноса излучения в полубесконечной атмосфере разработаны Ивановым и Волковым [11]. Яновицкий [12] сформулировал недавно общий принцип инвариантности для полей излучения в неоднородных атмосферах любой геометрии.

736 Т. ВИЙК

К принципам инвариантности Чандрасекара [2] тесно примыкает и соотношение Коглея и Домануса [13], полученное для функции источника в неоднородной плоской атмосфере без внутренних источников.

В настоящей работе показано, что из полученного Коглеем и Доманусом [13] соотношения для функции источника можно вывести некоторые нелинейные формулы для интенсивности, из которых следуют многие известные соотношения инвариантности при более широких предположениях. На основе полученных соотношений разработан метод определения поля излучения в изотропно рассеивающей многослойной плоской атмосфере без внутренних источников, освещенной параллельными лучами. Показано, что эти соотношения инвариантности можно использовать и в том случае, если многослойная атмосфера ограничена снизу отражающей поверхностью с любым коэффициентом отражения.

Составлены программы на алгоритмическом языке ФОРТРАН, в том числе программа для определения интенсивности на контактных поверхностях в многослойной атмосфере с любым количеством слоев, а также для определения выходящей из такой атмосферы интенсивности. Приведены некоторые результаты вычислений для модельных задач.

2. Соотношение Коглея-Домануса. Пусть мы имеем плоскопараллельную неоднородную атмосферу без внутренних источников, в которой происходит как поглощение излучения, так и изотропное рассеяние, причем альбедо однократного рассеяния λ (τ). В такой атмосфере поле излучения характеризуется уравнением переноса.

$$v \frac{dI(\tau, v, x)}{d\tau} + I(\tau, v, x) = B(\tau, x), \qquad (1)$$

где $I(\tau, v, x)$ — интенсивность излучения, $B(\tau, x)$ — функция источника, τ — оптическая глубина, отсчитываемая от верхней границы атмосферы, агс $\cos v$ — угол между направлением распространения излучения и положительной нормалью поверхности, x — оптическая толщина атмосферы. Функция источника выражается в виде

$$B(\tau, x) = \frac{1}{2} \lambda(\tau) \int_{-1}^{+1} I(\tau, w, x) dw.$$
 (2)

Пусть атмосфера освещена сверху и снизу излучением интенсивностями I_A (0, v) и I_B (x, -v).

В таком случае формальное решение уравнения переноса имеет вид [2].

$$I(\tau, -v, x) = I_B(x, -v) e^{-\frac{x-\tau}{v}} + \int_{-v}^{x} B(t, x) e^{-\frac{t-\tau}{v}} dt/v, \qquad (3)$$

$$I(\tau, v, x) = I_A(0, v) e^{-\frac{\tau}{v}} + \int_0^{\tau} B(t, x) e^{-\frac{\tau - t}{v}} dt^0 v.$$
 (4)

Как показали Коглей и Доманус [13], функция источника такой атмосферы связана с освещающими атмосферу интенсивностями при помощи соотношения

$$B(\tau, x) = \frac{2}{f} \int_{0}^{1} [I_{A}(0, w) f(\tau, w, x) + I_{B}(x, -w) \overline{f}(\tau, w, x)] dw, \quad (5)$$

где J и \overline{J} являются решениями интегральных уравнений

$$J(\tau, u, x) = \frac{F}{4}\lambda(\tau) e^{-\frac{\tau}{u}} + \frac{1}{2}\lambda(\tau) \int_{0}^{x} E_{1}(|t-\tau|) J(t, u, x) dt, \quad (6)$$

$$\overline{J}(\tau, u, x) = \frac{F}{4}\lambda(\tau)e^{-\frac{x-\tau}{u}} + \frac{1}{2}\lambda(\tau)\int_{0}^{x} E_{1}(|t-\tau|)\overline{J}(t, u, x) dt, \quad (7)$$

т. е. \int и \bar{J} означают соответственно функции источника стандартной задачи и обращенной стандартной задачи.

Соотношение (5) является отправным пунктом для получения очень многих известных соотношений инвариантности, а также их обобщения на случай неоднородных атмосфер.

3. Соотношения инвариантности. Рассмотрим плоскопараллельную неоднородную атмосферу с оптической толщиной x, разделенную на три слоя с оптическими толщинами x_1 , x_2 , x_3 . Атмосфера освещена сверху параллельными лучами под углом $\arccos u$ к нормали, которые создают на верхней границе освещенность $\pi F u$.

Используем формулу (5) сначала для первого слоя с оптической толщиной x_1 . В таком случае

$$I_A(0, v) = \frac{1}{2} F\delta(v - u)$$
 (8)

И

$$I_B(x_1, -v) = I(x_1, -v, u, x).$$
 (9)

Подставляя граничные условия (8) и (9) в (5), получаем

$$B(t, u, x) = \int_{0}^{\infty} (t, u, x_{1}) + \frac{2}{F} \int_{0}^{1} \overline{f}(t, w, x_{1}) I(x_{1}, -w, u, x) dw, \quad (10)$$

где оптическая глубина отсчитывается от верхней границы первого слоя. При помощи формул (3) и (4) находим также интенсивности в первом слое:

$$I(t, v, u, x) = I(t, v, u, x_1) + I(x_1, v, u, x) e^{\frac{x_1 - t}{v}} \vartheta(-v) + \frac{2}{F} \int_{0}^{1} \overline{J}(t, v, w, x_1) I(x_1, -w, u, x) dw, \qquad -1 \leqslant v \leqslant 1,$$
(11)

где

$$\vartheta\left(\upsilon\right) = \begin{cases} 1, & \text{есаи } \upsilon \geqslant 0, \\ 0, & \text{есаи } \upsilon < 0, \end{cases}$$

И

$$\bar{I}(t, -v, u, x_1) = \int_{t}^{s_1} \bar{J}(s, u, x_1) e^{-\frac{s-t}{v}} ds/v, \qquad (12)$$

$$\bar{I}(t, v, u, x_1) = \int_0^t \bar{J}(s, u, x_1) e^{-\frac{t-s}{v}} ds/v.$$
 (13)

Если первый слой однородный, то

$$\bar{f}(t, u, x_1) = f(x_1 - t, u, x_1),$$

и формула (11) представляет собой соотношение инвариантности Иванова для слоя с отражающей нижней поверхностью.

Положив в формуле (11) сначала t=0 и v<0, а затем $t=x_1$ и v>0, мы получим соответственно третий и второй принципы инвариантности Чандрасекара [2].

Теперь рассмотрим средний слой. В этом случае граничными условиями являются

$$I_A(0, v) = \frac{1}{2} F e^{-\frac{x_1}{u}} \delta(v - u) + I(x_1, v, u, x),$$
 (14)

$$I_B(x, -v) = I(x_{12}, -v, u. x),$$
 (15)

где

$$x_{12} = x_1 + x_2.$$

Подставляя граничные условия (14) и (15) в (7), получаем

$$B(x_1 + t, u, x) = J(t, u, x_2) e^{-\frac{x_1}{a}} + \frac{2}{F} \int_0^1 J(t, w, x_2) I(x_1, w, u, x) dw + \frac{2}{F} \int_0^1 \overline{J}(t, w, x_2) I(x_{12}, -w, u, x) dw, \qquad (16)$$

где t отсчитывается с уровня $\tau = x_1$.

Согласно формулам (3) и (4), диффузные интенсивности во втором слое выражаются в виде

$$I(x_{1}+t, v, u, x) = I(t, v, u, x_{2})e^{-\frac{x_{1}}{u}} + I(x_{1}, v, u, x)e^{-\frac{t}{v}}\vartheta(v) + I(x_{12}, v, u, x)e^{\frac{x_{1}-t}{v}}\vartheta(-v) + \frac{2}{F}\int_{0}^{1}I(t, v, w, x_{2})I(x_{1}, w, u, x)dw + \frac{2}{F}\int_{0}^{1}\bar{I}(t, v, w, x_{2})I(x_{12}, -w, u, x)dw, \quad -1 \le v \le 1.$$
 (17)

В однородном слое формула (17) является соответствующим соотношением инвариантности Яновицкого [8], а если в (17) положить $x \to \infty$ и $x_2 \to \infty$, то получим известное соотношение инвариантности Иванова [6] для полубесконечной однородной атмосферы.

И, наконец, рассмотрим третий слой. В этом случае граничными условиями являются

$$I_A(0, v) = \frac{1}{2} F e^{-\frac{x_0}{u}} \delta(v - u) + I(x_{12}, v, u, x),$$
 (18)

$$I_B(x, -v) = 0.$$
 (19)

Подставляя граничные условия (18) и (19) в (7), получаем функцию источника

$$B(x_{12}+t, u, x) = \int (t, u, x_2) e^{-\frac{x_1}{a}} + \frac{2}{F} \int_{0}^{1} \int (t, w, x_2) I(x_{12}, w, u, x) dw$$
(20)

и интенсивности

$$I(x_{12} + t, v, u, x) = I(t, v, u, x_3) e^{-\frac{x_{10}}{u}} + I(x_{12}, v, u, x) e^{-\frac{t}{v}} \vartheta(v) + \frac{2}{F} \int_{0}^{1} I(t, v, w, x_3) I(x_{12}, w, u, x) dw, \quad -1 \le v \le 1.$$
 (21)

Если в формуле (21) положить t=0 и v<0, получим первый принцип инвариантности Чандрасекара, а если $t=x_3$ и v>0, то четвертый принцип Чандрасекара.

Переходим теперь к задаче Милна (полубесконечная атмосфера с источником на бесконечности). Рассматривая такую же трехслойную атмосферу, где $x_3 \to \infty$ и $x \to \infty$, получаем для первых двух слоев

$$I(t, v) = I(x_1, v) e^{\frac{x_1-t}{v}} \vartheta(-v) + \frac{2}{F} \int_{0}^{1} I(t, v, w, x_1) I(x_1, -w) dw \quad (22)$$

И

$$I(x_{1}+t, v) = I(x_{1}, v) e^{-\frac{t}{v}} \vartheta(v) + I(x_{12}, v) e^{\frac{x_{1}-t}{v}} \vartheta(-v) + \frac{2}{F} \int_{0}^{1} I(t, v, w, x_{2}) I(x_{1}, w) dw + \frac{2}{F} \int_{0}^{1} \bar{I}(t, v, w, x_{2}) I(x_{12}, -w) dw,$$

$$-1 \leq v \leq 1.$$
(23)

4. Метод определения поля излучения. Определению выходящей из многослойных атмосфер интенсивности, а также определению асимптотического характера поля излучения в таких атмосферах посвящено много исследований. Назовем из них только работы Дайвисона [14], Гутшабаша [15], Гермогеновой и Коновалова [16], Коновалова [17], Иванова [18, 19] и Колесова [20, 21].

В отличие от названных исследований, в этой части работы мы приводим методику, при помощи которой можно найти поле излучения на любом уровне в многослойной атмосфере.

Напишем в развернутом виде первые четыре принципа Чандрасекара для двухслойной неоднородной атмосферы, где оптическая толщина первого слоя τ и второго $x-\tau$:

$$I(\tau, -v, u, x) = I(0, -v, u, x - \tau) e^{-\frac{\tau}{u}} + \frac{2}{F} \int_{0}^{1} I(0, -v, w, x - \tau) I(\tau, w, u, x) dw,$$
 (24)

$$I(\tau, v, u, x) = I(\tau, v, u, \tau) + \frac{2}{F} \int_{0}^{1} \overline{I}(\tau, v, w, \tau) I(\tau, -w, u, x) dw, (25)$$

$$I(0, -v, u, x) = I(\tau, -v, u, x) e^{-\frac{\tau}{v}} + I(0, -v, u, \tau) +$$

$$+ \frac{2}{F} \int_{0}^{1} \overline{I}(0, -v, w, \tau) I(\tau, -w, u, x) dw,$$
(26)

$$I(x, v, u, x) = I(x - \tau, v, u, x - \tau) e^{-\frac{\tau}{u}} + I(\tau, v, u, x) e^{-\frac{x - \tau}{v}} + \frac{2}{F} \int_{0}^{1} I(x - \tau, v, w, x - \tau) I(\tau, w, u, x) dw.$$
(27)

Как и в случае однородной атмосферы [22], эти принципы можно использовать для нахождения выходящей из неоднородной атмосферы интенсивности. Кроме того, можно найти также поле излучения на контактных поверхностях в состоящей из однородных слоев неоднородной атмосфере. Но так как в принципе каждую неоднородную атмосферу можно разделить на конечное число однородных слоев (эта идея лежит в основе любого разностного метода), то тем самым приводимый метод является довольно общим.

Например, рассмотрим для простоты атмосферу, состоящую из четырех слоев, каждый из которых характеризуется постоянной вероятностью выживания кванта λ_i , причем $\lambda_1 \neq \lambda_2 \neq \lambda_3 \neq \lambda_4$. Слои и контактные поверхности пронумерованы согласно рис. 1. Пусть Q_i , Q_{ijk} и Q_{ijkl} обозначают как восходящие, так и нисходящие интенсивности, выходящие из слоев i, ij, ijk и ijkl, соответственно. При этом последовательность индексов указывает направление падающих на слой параллельных лучей. Верхние индексы обозначают, что интенсивности рассматриваются на соответствующих контактных поверхностях. Используя формулы (24)—(27), можем написать в символическом виде (рис. 1).

1.
$$Q_3 + Q_4 \rightarrow Q_{34} + Q_{34}^{34}$$
,
2. $Q_2 + Q_{34} \rightarrow Q_{234} + Q_{234}^{22}$,
3. $Q_1 + Q_{234} \rightarrow Q_{1234} + Q_{1234}^{12}$,
4. $Q_1 + Q_2 \rightarrow Q_{12} + Q_{12}^{12}$,
5. $Q_2 + Q_1 \rightarrow Q_{21} + Q_{21}^{12}$.

6.
$$Q_{12} + Q_{21} + Q_{34} \rightarrow Q_{1234} + Q_{1234}^{23}$$
,
7. $Q_{11} + Q_{3} \rightarrow Q_{321} + Q_{321}^{23}$,
8. $Q_{2} + Q_{3} \rightarrow Q_{23} + Q_{23}^{23}$,
9. $Q_{1} + Q_{23} \rightarrow Q_{123} + Q_{123}^{12}$, (28)

Таким образом, мы получим интенсивности на контактных поверхностях Q_{1234}^{12} , Q_{1234}^{23} и Q_{1234}^{34} , а также выходящие из атмосферы интенсивности Q_{1230} . Тем самым задача решена. Так как интенсивности Q_{1230} мы получаем каждый раз, когда определяем интенсивности на контактных поверхностях, то эти величины могут служить индикаторами правильности решения.

10. $Q_{13} + Q_{31} + Q_4 \rightarrow Q_{1234} + Q_{1234}^{34}$

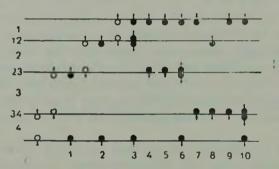


Рис. 1. Порядок операций для определения интенсивностей на контактных поверхностях в четырехслойной атмосфере. Светлые кружки обозначают интенсивности для отдельного слоя, черные — для податмосфер, состоящих из двух или нескольких слоев. Перечеркнутые стрелки обозначают интенсивности для обращенной стандартной задачи.

С увеличением числа слоев количество отдельных сложений M быстро растет. Можно показать, что в случае N слоев

$$M = \frac{1}{2} [N(N+3) - 8].$$

Если нас интересует и поле излучения в отдельных слоях, то его можно найти при помощи формул (11), (17) и (21).

5. Атмосфера, примыкающая к отражающей поверхности. Приведенные формулы могут быть использованы также в том случае, если атмосфера снизу ограничена отражающей поверхностью. Рассмотрим для примера двухслойную агмосферу, ограниченную снизу поверхностью с коэффициентом отражения $\rho(v, u)$, Пусть оптическая толщина верхнего слоя x_1 , инж-

него слоя x_2 и всей атмосферы $x = x_1 + x_2$. На верхиюю поверхность атмосферы при $\tau = 0$ падает интенсивность

$$I_A = \frac{1}{2} F\delta(v - u).$$

В атмосфере возникает поле излучения, характеризуемое на каждом уровне некоторой интенсивностью. Согласно формуле (17), мы можем написать для интенсивности на уровнях $\tau = 0$, $\tau = x_1$ и $\tau = x$

$$I(0, -v, u, x) = I(0, -v, u, x_1) + I(x_1, -v, u, x) e^{-\frac{x_1}{u}} + \frac{2}{F} \int_{0}^{1} I(x_1, v, w, x_1) I(x_1, -w, u, x) dw,$$

$$I(x_1, -v, u, x) = I(x, -v, u, x) e^{-\frac{x_2}{v}} + I(0, -v, x_2) e^{-\frac{x_1}{u}} + \frac{2}{F} \int_{0}^{1} I(0, -v, w, x_2) I(x_1, w, u, x) dw + \frac{2}{F} \int_{0}^{1} I(x_2, v, w, x_2) I(x, -w, u, x) dw,$$

$$(30)$$

$$I(x_1, v, u, x) = I(x_1, v, u, x_1) + \frac{2}{F} \int_{0}^{1} I(0, -v, w, x_1) I(x_1, -w, u, x) dw,$$
(31)

$$I(x, -v, u, x) = 2 \int_{0}^{1} \rho(v, z) I(x, z, u, x) z dz + Fup(v, u) e^{-\frac{x}{u}}, \quad (32)$$

$$I(x, v, u, x) = I(x_1, v, u, x) e^{-\frac{x_1}{v}} + I(x_2, v, u, x_2) e^{-\frac{x_1}{u}} + \frac{2}{F} \int_0^1 I(x_2, v, w, x_2) I(x_1, w, u, x) dw + \frac{2}{F} \int_0^1 I(0, -v, w, x_2) I(x, -w, u, x) dw.$$
(33)

Здесь мы имели в виду, что

$$\bar{I}(0, -v, w, x_1) = I(x_1, v, w, x_1),$$

 $\bar{I}(x_1, v, w, x_1) = I(0, -v, w, x_1),$

так как оба слоя однородные.

Решение дискретизованной системы (29)—(33) может быть легко сведено к решению алгебраической системы порядка N, где N—число точек дискретизации. При этом требуется только дважды обращать матрицу порядка N.

6. Решение некоторых модельных задач. Для иллюстрации приведенного метода решены некоторые модельные задачи с помощью составленных на алгоритмическом языке ФОРТРАН программ.

Во-первых, составлена программа для определения интенсивностей на контактных поверхностях в многослойной атмосфере с любым количеством слоев. Расчеты для атмосфер с N=4 и 10 показали, что если альбедо однократного рассеяния в двух соседних слоях различаются, то на контактной поверхности между этими слоями интенсивность в направлении v=0 претерпевает разрыв, который тем больше, чем больше разница в альбедо. Результаты расчета для arc $\cos u \approx 13^\circ$ в случае атмосферы, состоящей из четырех слоев, приведены на рис. 1. Для сравнения приведены также интенсивности в эднородной атмосфере с $\lambda=1$ на тех же глубинах.

На рис. 2 показан ход функции источника в зависимости от оптической глубины для рассматриваемой модельной атмосферы. Разрывы в ходе функции источника обусловлены различиями в альбедо однократного рассеяния соседних слоев.

На рис. 3 приведена интенсивность для $\ \, arc\cos u \approx 13^\circ \, \, b$ случае двух-слойной атмосферы, ограниченной снизу изотропно отражающей поверхностью с A=1 и A=0. Наблюдается скачок интенсивности в направлении v=0, который несколько больше при наличии отражающей поверхности.

Разработанный в настоящей работе метод может быть использован также для расчета выходящей из неоднородной полубесконечной атмосферы интенсивности, если при $\tau \to \infty$ альбедо однократного рассеяния асимметрически приближается к постоянной величине. В таком случае выделим почти однородную полубесконечную часть, для которой легко определить выходящую интенсивность

$$I(0, -v, u) = \frac{1}{4} \lambda F \frac{uH(u)H(v)}{u+v} , \qquad (34)$$

где H(z) — функция Амбарцумяна—Чандрасекара [2].

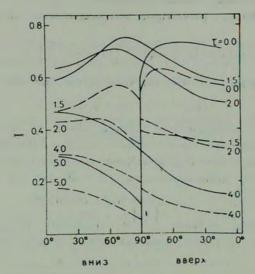


Рис. 2. Интенсивности на контактных поверхностях в четырехслойной атмосфере. $x_1=1.5,\ x_2=0.5,\ x_3=2.0,\ x_4=1.0$ и $\lambda_1=1.0,\ \lambda_2=0.8,\ \lambda_3=1.0$ и $\lambda_4=0.9$ (непрерывная линия). Прерывистой линией обозначены интенсивности в однородной атмосфере с x=5 и $\lambda=1.0$.

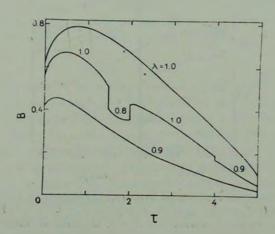


Рис. 3. Функция источника при агс $\cos u \approx 13^\circ$ в четырехслойной атмосфере (см. рис. 2). Для сравнения приведены соответствующие функции источника в однородной атмосфере с x=5, $\lambda=1.0$ и $\lambda=0.9$.

Остальную конечную часть разделим на слои так, чтобы в каждом слое д можно было считать почти постоянной.

В качестве примера рассмотрим полубесконечную атмосферу, где

$$\lambda \left(\tau \right) = \left[c + kbe^{-\frac{\tau}{s}} \right] \left[1 + be^{-\frac{\tau}{s}} \right]^{-1} \tag{35}$$

и на атмосферу падает внешнее излучение интенсивностью

$$I(v) = v^n, \quad n = 0, 1, 2.$$

Зависимость λ от оптической глубины (35) взята из работы Помрейнинга и Ларсена [23], причем c=0.96, s=2, k=0.686954 и b принимает значения 0, 0.1, 1.0 и 10.0. В данном примере принято, что почти однородная полубесконечная часть начинается с $\tau=20$, где для b=10

$$\lambda(\tau \to \infty) - \lambda(\tau = 20) = 0.0001239.$$

Атмосфера над уровнем $\tau=20$ разделена на слои толщиной $\Delta \tau=0.2$, которые с большой точностью можно считать однородными.

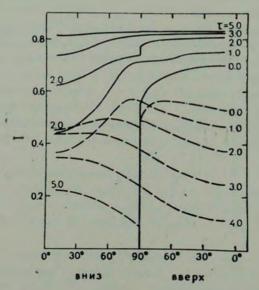


Рис. 4. Интенсивности в двухслойной атмосфере, граничащей с отражающей поверхностью. Характеристики слоев: $x_1=2.0, x_2=3.0$ и $\lambda_1=0.95, \lambda_2=1.0$. Непрерывная линия — поверхность отражает изотропно с A=1, прерывистая линия — A=0.

По описанному выше методу определяем выходящую из полубесконечной атмосферы интенсивность I(0, -v, u). Для сравнения получаемых результатов с результатами Помрейнинга и Ларсена следует найти отношение выходящего из атмосферы потока к входящему потоку

$$R = (n+1) \int_{-1}^{0} w \, dw \int_{0}^{1} I(0, -w, u) \, u^{n} \, du.$$

Как видно из таблицы, согласие при малых b очень хорошее. С увеличением b согласие ухудшается, так как при больших b функция λ (τ) достигает своей асимптотической величины медленнее.

Таблица / СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ПОМРЕЙНИНГА—ЛАРСЕНА (A) С НАШИМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ (B)

ь	n = 0		n=1		n = 2	
	A	В	A	В	A	В
0	0.630581	0.630581	0.614117	0.614116	0.604754	0.604754
0.1	0.579718	0.579752	0.563308	0.563325	0.554052	0.554064
1.0	0.399078	0.399281	0.393308	0.383468	0.374660	0.374804
10.0	0.271058	0.271150	0.256351	0.256429	0.248446	0.248519

Наконец отметим, что для определения выходящих из отдельного слоя интенсивностей использован метод аппроксимации ядра интегрального уравнения для резольвентной функции суммой вкспонент [24]. Интегральные уравнения (24) и (25) для искомых интенсивностей решаются путем дискретизации по гауссовым точкам на [0, 1]. Тем самым решение интегральных уравнений сводится к решению систем линейных алгебраических уравнений.

7. Заключение. В настоящей работе сформулированы некоторые соотношения инвариантности для изотропно рассеивающей многослойной атмосферы, освещенной параллельными лучами и не содержащей внутренних источников излучения. На основе этих соотношений разработан метод определения поля излучения в атмосфере, состоящей из однородных слоез. Показано, что приведенные соотношения инвариантности могут быть использованы и в том случае, если многослойная атмосфера ограничена снизу отражающей поверхностью. В качестве иллюстрации приведены некоторые результаты вычисления поля излучения для модельных задач. Разработанный метод вычисления поля излучения может быть обобщен и на случай анизотропного рассеяния.

Институт астрофизики и физики атмосферы АН Эст. ССР

RADIATION FIELD IN MULTILAYERED ISOTROPICALLY SCATTERING ATMOSPHERE

T. VIIK

A method of determining the radiation field in an isotropically scattering multilayered atmosphere illuminated by parallel rays is described using some new principles of invariance. It is shown that these principles can be used even in the case when the atmosphere considered is bounded by a reflecting bottom. Specimen numerical results are provided.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, Изд. Арм. ССР, Ереван, 1960.
- 2. S. Chandrasekhar, Radiat. Transfer, Dover Publ., Inc., N. Y., 1960.
- 3. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Госиздат. тех.-теор. лит., М., 1956.
- 4. R. Bellman, R. Kalaba, Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A., 42, 629, 1956.
- 5. H. B. Енгибарян, M. A. Мнацаканян, ДАН СССР, 217, 533, 1974.
- 6. В. В. Иванов, Астрон. ж., 52, 217, 1975.
- 7. A. Shimizu, Nucl. Sci. and Eng., 32, 184, 1968.
- 8. Э. Г. Яновицкий, Астрон. ж., 56, 833, 1979.
- 9. Ж. М. Длугач, Астрон. ж., 53, 1295, 1976.
- 10. Ж. М. Длигач. Астрометрия и астрофизика, 31, 68, 1977.
- 11. В. В. Иванов, Е. Е. Волков, Труды АО ЛГУ, 55, 3, 1979.
- 12. Э. Г. Яновицкий, Препринт ИТФ-79-117Р, Кнев. 1979.
- A. C. Cogley, H. M. Domanus, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer, 12. 1191, 1972.
- 14. B. Davison, Canad. J. Res., 28A, 303, 1950.
- 15. С. Д. Гутшабаш, Вестн. ЛГУ, 1, 158, 1957.
- 16. Т. А. Гермогенова, Н. В. Коновалов, Препринт, М., 1972.
- 17. Н. В. Коновалов, Препринт № 14, М., 1974.
- 18. В. В. Иванов, Труды АО ЛГУ, 52, 3, 1975.
- 19. В. В. Иванов, Труды АО ЛГУ, 52, 23, 1975.
- 20. А. К. Колесов, Труды АО ЛГУ, 52, 39, 1975.
- 21. А. К. Колесов, Труды АО ЛГУ, 56, 29, 1978.
- H. C. van de Hulst, K. Grossmann, in "The Atmospheres of Venus and Mars", ed. by J. C. Brandt and M. B. McElroy, Gordon and Breach Science Publ., N. Y., 1968.
- 23. G. C. Pomraning, E. W. Larsen, J. Math. Phys., 21, 1603, 1980.
- 24. А. Хейнло, Т. Вийк, Сообщ. Тартуской обс., № 56, 37, 1978.

АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

выпуск 4

УДК 524.35

О МАГНИТОДРЕЙФОВОМ ИЗЛУЧЕНИИ НА ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛНАХ В МАГНИТОСФЕРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

В. Е. ШАПОШНИКОВ Поступила 12 декабря 1980

Рассмотрен магнитодрейфовый механизм генерации продольных воли с коэффициентом преломления $n \simeq 1, |1-n| \ll 1$, обусловленный движением заряженной релятивистской частицы вдоль искривленных силовых линий магнитного поля. Исследована реабсорбция продольных воли потоком заряженных частиц, движущихся по искривленной траектории. Показано, что коэффициент реабсорбции может быть отрицательным как для воли с n > 1, так и для воли с n < 1. Эффективное усиление возможно при распространении продольных воли как в нерелятивистской, так и в релятивистской плазме. Выяснены условия, когда можно пренебречь искривлением траектории движения заряженных частиц при исследовании реабсорбции продольных воли. Проведена оценка оптической толщины для магнитодрейфового поглощения в условиях, характерных для магнитосферы пульсара. Указан критерий применимости проведенного рассмотрения для плазмы, дисперсионные свойства которой меняются вдоль траектории потока.

1. Проблема происхождения мощного радиоизлучения пульсаров до настоящего времени остается далекой от своего разрешения. Не ясен не только вид когерентного механизма (антенный или мазерный), обеспечивающий исключительно высокую яркостную температуру пульсаров в радиодиапазоне, но и сам тип излучения частиц. Большое внимание в настоящее время уделяется магнитодрейфовому механизму генерации излучения (cur vature radiation), обусловленному движением заряженных релятивистских частиц вдоль искривленных силовых линий магнитного поля в магнитосферах нейтронных звезд. Мазерный вариант когерентного магнитодрейфового механизма был исследован в [1—3]. Антенный вариант, рассмотренный в ряде работ (см., например, [4—6]), предполагает существование в магнигосфере пульсара заряженных сгустков частиц, движущихся вдоль искривленных силовых линий магнитного поля со скоростью, близе

кой к скорости света, $v \simeq c$. В качестве механизма, приводящего к образованию сгустков, обычно привлекается черенковская неустойчивость на плазменных волнах, возникающая при движении в магнитосферной плазме релятивистского пучка заряженных частиц вдоль силовых линий магнитного поля. При этом влиянием на излучении продольных волн кривизны траектории частиц пучка пренебрегалось; оставался без внимания тот факт, что при магнитодрейфовом механизме генерируются не только поперечные, но и продольные волны. Заметим, что магнитодрейфовый механизм генерирует продольные волны с фазовой скоростью и, близкой к скорости света, эффективнее, чем электромагнитные. Это обстоятельство связано с тем, что волны с $v_{\phi} \approx c$ излучаются в узком конусе в направленич движения; поэтому в первом случае частица движется почти параллельно, а во втором случае — перпендикулярно вектору электрического поля E в волне.

Излучение продольных воли заряженной релятивистской частицей в плаэме (при движении частицы вдоль искривленных силовых линий магнитного поля пульсара) формируется в результате одновременного действия двух механизмов генерации: собственно магнитодрейфового и черенковского. Кроме того, искривление траектории движения релятивистской частицы, диаграмма направленности излучения которой мала, $\Delta \theta_{a} \ll 1$, приводит к ограничению длины эффективного взаимодействия l_* частиц и

волны с заданным направлением волнового вектора k: $l_9 \simeq \Delta \theta_A \cdot R_B$ $(\Delta \theta_A - \text{ширина})$ диаграммы направленности излучения, $R_B - \text{радиус}$ кривизны траектории частицы). Не исключено, что именно этот факт определяет размеры области усиления продольных ьоли в магнитосфере пульсара.

В настоящей работе рассмотрено магнитодрейфовое излучение реля тивистской частицы в продольные волны, исследованы условия, при которых возможно мазерное усиление этого излучения потоком заряженных частиц, движущихся вдоль искривленных силовых линий магнитного поля, вычислена оптическая толщина системы. Выяснены условия, при которых можно пренебречь искривлением траектории потока при исследованил реабсорбции продольных волн. Приведены оценки эффективности усиления продольных воли магнитодрейфовым механизмом в условиях, характерных для магнитосферы пульсара.

2. Магнигодрейфовое излучение можно представить как излучение релятивистской частицы, вращающейся в некотором эффективном магнитном поле

$$B_* = \frac{p_{\parallel}c}{R_{pe}},\tag{1}$$

направленном перпендикулярно плоскости орбиты* [7]. В (1) R_B — радиус кривизны силовой линии магнитного поля, p_1 — компонента импульса частицы вдоль поля (рис. 1), e — заряд частицы. В результате выражение для спектральной мощности магнитодрейфового излучения может быть получено из соответствующего выражения для синхротронного излучения ре-

лятивистской частицы, движущейся в однородном магнитном поле B, путем замены в последнем напряженности магнитного поля $B \to B_{\rm b}$. Различные аспекты синхротронного излучения на продольных волнах были рассмотрены в работах [8—11]. Однако удобнее найти мощность магнитодрейфового излучения на продольных волнах, проведя последовательное вычисление излучения релятивистской частицы, движущейся по искривленной траектории в анизотропной среде, по методике, изложенной в [8, 12]: в этом случае будет ясна область применимости полученного выражения. В результате несложных вычислений получаем следующее выражение для спектральной мощности $P_{\rm col}$ усредненной по углу

$$\varphi\left(P_{\omega 2}=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{0}^{2\pi}P_{\omega 2}d\varphi,\right.$$

где $P_{\rm ad}$ — спектральная мощность в единичный телесный угол):

$$P_{\omega 2} = \frac{e^2 \omega R_B}{\pi^2 \left| \frac{\partial \operatorname{Re} \varepsilon_{33}}{\partial k} \right|} \left(\frac{2}{s} \right)^{2/3} V(z), \tag{3}$$

где ω — частота излучения; V(z) — функция $\exists \Bar{k}$ ри; ϵ_{33} — компонента тензора диэлектрической проницаемости вдоль \dot{k} ;

$$z = \left(\frac{s}{2}\right)^{2/3} (1 - \chi^2/s^2); \quad \chi = \frac{sn\beta_{\parallel} \cos \theta}{1 - n\beta_{A} \sin \theta}; \quad s = \frac{\omega R_B}{v_{\parallel}} (1 - n\beta_{A} \sin \theta), \tag{4}$$

 $\beta = v/c; \ v_{\parallel}$ и v_{\perp} — компоненты скорости вдоль и поперек (скорость силовых линий магнитного поля; n — коэффициент преломления продольной волны; θ — угол между волновым вектором и магнитным полем. Из приведенного выражения (3) нетрудно видеть, что для волн, фазовая скорость которых меньше проекции скорости частицы на направление распространения волны ($v_{\perp} < v_{k}$), спектральная мощность имеет осциллирующий характер. Это связано с одновременным действием двух механизмов излучений — черенковского и магнитодрейфового (см. в этой связи [13]).

^{*} Ширина диаграммы направленности излучения релятивистских частиц мала ($\Delta \theta_{_{\pmb{A}}} \ll 1$) и силовые линии магнитного поля можно аппроксимировать окружностями радиуса $R_{\pmb{B}}$.

В общем случае эти механизмы разделить нельзя; в пределе $R_B \to \infty$ выражение для полной (т. е. проинтегрированной по телесному углу) спелтральной мощности магнитодрейфового излучения переходит при $n\beta > 1$ в выражение для мощности черенковского излучения заряда, движущегося в среде с однородным магнитным полем.

Область поименимости полученного выражения (3) определяют неравенства

$$|\varepsilon_{31}(\varepsilon_{22}-n^2)|, |\varepsilon_{32}(\varepsilon_{11}-n^2)|, |\varepsilon_{21}\varepsilon_{23}|, |\varepsilon_{21}\varepsilon_{12}| \ll \Delta,$$

$$|\varepsilon_{13}|, |\varepsilon_{23}| \lesssim 1, \Delta = (\varepsilon_{11}-n^2)(\varepsilon_{22}-n^2) - \varepsilon_{12}\varepsilon_{21},$$
(5)

где $\varepsilon_{a\beta}$ — компоненты тензора диэлектрической проницаемости (индексы α , β пробегают значения 1, 2, 3), записанного в системе координат с осью 3, направленной вдоль волнового вектора k. В (3)—(5) ω и k удовлетворяют приближенному дисперсионному уравнению $\varepsilon_{33}(\omega, k) = 0$. Неравенства (5) являются в то же время достаточными условиями существования продольных волн с приближенным дисперсионным уравнением $\varepsilon_{33}(\omega, k) = 0$ и определяют область применимости последнего [9].

Если при $n\gg 1$ неравенства (5) выполняются автоматически, го выполнение этих условий для продольных воли с фазовыми скоростями, близкими к скорости света, $\upsilon_{\Phi}\simeq c\,(|1-n|\ll 1)$, возможно дишь при определенных условиях. Так, например, в «холодной» магнитоактивной плазме условия (5) выполняются на частотах $\omega\simeq\omega_L\,(\omega_L-$ плазменная частота) при всех значениях угла θ , если $\omega_L\gg\omega_B\,(\omega_B-$ -гирочастота) [9]; условия (5) справедливы только для малых углов $\theta\ll\max_L|\omega_L^2/\omega_B^2$; $|1-n^2|$, если выполнено обратное неравенство $\omega_L^2\ll\omega_B^2$.

Исследуем теперь реабсорбцию магнитодрейфового излучения на продольных волнах с фазовой скоростью, близкой к скорости света $v_{+} \simeq c$. Для этого рассмотрим следующую задачу.

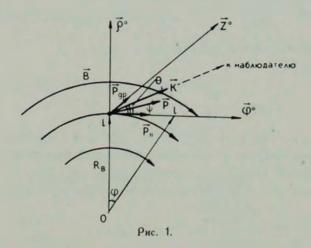
Вдоль искривленных силовых линий магнитного поля (радиус кривизны R_B) движутся заряженные релятивистские частицы, дрейфуя в то же время в направлении, ортогональном к плоскости, касательной к силовой линии (рис. 1). Дрейфовая компонента импульса электрона $\boldsymbol{p}_{\boldsymbol{a}}$ связана с компонентой импульса вдоль силовой линии магнитного поля $\boldsymbol{p}_{\boldsymbol{a}}$ соотшением [7]

$$p_{A} = \frac{p_{\parallel}^{2}}{mR_{B}\omega_{B}} \tag{6}$$

где m — масса покоя заряда. Следуя [3], указанную траекторию частицы будем называть «дрейфовой орбитой», а угол ψ между «дрейфовой орбитой» и силовой линией магнитного поля — «углом дрейфа».

$$\Psi = \frac{p}{mR_{B^{(0)}B}} \tag{7}$$

В общем случае частица наряду с движением вдоль дрейфовой траектории может вращаться вокруг силовой линии магнитного поля; изменение характера этого пращения связано с переходами между уровнями Ландау.



Следуя [3], элементарным квантовым методом, основанным на схеме коэффициентов Эйнштейна, получим выражение для оптической толщины магнитодрейфорого излучения вдоль луча, ориентированного под углом в к направлению магнитного поля (рис. 1):

$$\tau = \int \mu dl \simeq \frac{(2\pi)^3 c^2}{n^2 \hbar \omega^3} \int P_{\omega \omega} [f(\vec{p}_n) - f(\vec{p}_m)] dp dl$$
 (8)

в приближении широкой диаграммы направленности излучения заряда

$$\psi^{3} \ll \frac{c}{2mR_{B}} \sim (\Delta \theta_{A})^{3}. \tag{9}$$

В этом приближении можно пренебречь вращением заряда вокруг силовой линии магнитного поля (переходов между уровнями Ландау нет; см. Приложение) и считать, что все заряды движутся по «дрейфовым орбитам». В (8), (9) μ — коэффициент реабсорбции, $P_{\rm ext}$ — спектральная мощность излучения в единичный телесный угол, $p_{\rm m}$, $p_{\rm m}$ — импульсы частиц до

и после излучения одного кванта, \hbar — постоянная Планка, $\Delta\theta_{\rm A}$ — ширина диаграммы направленности излучения заряда на фиксированной частоте.

В цилиндрической системе координат, ось \mathcal{P} которой в каждой точке направлена вдоль силовой линии магнитного поля, а ось \mathcal{Z} ортогональна плоскости, касательной к силовой линии (рис. 1), функцию распределения по импульсам частиц, движущихся по дрейфовым траекториям, можно представить в виде:

$$f(\vec{p}) = \frac{\delta(p_{-})}{2\pi p_{-}} F(p_{+}), \quad \int f(\vec{p}) d\vec{p} = \int F(p_{+}) dp_{+} = N, \quad (10)$$

где p_{\perp} — осцилляторный импульс*.

Согласно (11.9)

$$\Delta p_{\parallel} = \frac{\hbar \omega}{c^2} \cdot \frac{Ep_{\perp}}{p_{\perp}^2 + 2p_{\perp}^2}, \qquad \Delta p_{\sim} = 0.$$
 (11)

Подставляя (3), (4), (10), (11) в (8), получаем следующее выражение для оптической толщины в приближении широкой диаграммы:

$$\tau = -\frac{16\pi^{2}e^{2}R_{B}^{2}}{n^{2}\omega\left|\frac{\partial\operatorname{Re}\varepsilon_{33}}{\partial k}\right|}\left(\frac{2\Omega_{c}}{\omega}\right)^{2/3}\int V(z)\frac{dF(p_{\parallel})}{dp_{\parallel}}dp_{\parallel},$$

$$z = \left(\frac{\omega}{2\Omega}\right)^{2/3}\left[\left(\frac{mc}{p_{\parallel}}\right)^{2} + 1 - n^{2} + (\theta - \psi)^{2}\right], \quad \Omega_{c} = \frac{c}{R_{D}}.$$
(12)

Выражение (12) описывает оптическую толщину системы для продольных волн, обусловленную поглощением и излучением потока заряженных частиц, движущихся в среде по искривленной траектории. Введем характерный интервал $\delta p_{\parallel} = \lfloor (dF(p_{\parallel}))/dp_{\parallel} \rfloor / \lfloor (d^2F(p_{\parallel}))/dp_{\parallel}^2 \rfloor$, на котором существенно меняется производная функции распределения $(dF(p_{\parallel}))/dp_{\parallel}$. Специфика магнитодрейфового механизма излучения проявляется в случае, когда величина δp_{\parallel} удовлетворяет условию

$$\delta p_{\perp} \ll L_{p}$$
. (13)

Здесь L_p — характерный интервал по импульсам, на котором существенно меняется мощность излучения $P_{\rm so}$ (или, что то же самое, функция Эйри в (12)). При больших z ($|z| \gg 1$) имеем

^{*} В общем случае концентрация релятивистских частиц N зависит от координат N=N (r).

$$L_{p} \sim p_{\parallel} \left| \frac{\left(\frac{mc}{p_{\parallel}}\right)^{2} + 1 - n^{2} + (\theta - \psi)^{2}}{|z|^{3/2} \left| \left(\frac{mc}{p_{\parallel}}\right)^{2} + (\theta - \psi)\psi \right|} \right|$$
(14)

Предел $\theta p_{\parallel} \gg L_p$ соответствует черенковскому механизму реабсорбции продольных волн. Искривление траектории движения излучающих частиц сказывается в этом случае только на длине эффективного взаимодействия между волной с заданными частотой ω и направлением волнового вектора k и зарядом:

$$l_* \simeq \Delta \theta_A R_B \simeq \left(\frac{c}{\omega R_B}\right)^{1/3} R_B.$$

Заметим, что при выполнении неравенства*

$$\left(\frac{mc}{p_1}\right)^2 \ll |1-n^2| \tag{15}$$

условие (13) выполняется при ${}^6p \sim p$.

Для исследования магнитодрейфовой реабсорбции перепишем выражение (12) в другой форме, взяв интеграл по частям:

$$\tau \simeq \frac{64\pi^{2}e^{2}R_{B}^{2}}{n^{2}\omega\left|\frac{\sigma\operatorname{Re}\varepsilon_{33}}{\sigma k}\right|}\int F(p_{\parallel})V(z)V'(z)\left[\left(\frac{mc}{p_{\parallel}}\right)^{2}+(\theta-\psi)\psi\right] \cdot (16)$$

Возьмем теперь для простоты функцию распределения F(p) с максимумом в точке p^{\bullet} . Пусть $F'(p_1)$ отлична от нуля лишь в узком интервале $\Delta p_1 \ll p^{\bullet}$, величина которого много меньше характерного интервала по импульсам, на котором существенно меняется функция $\Phi(z) = V(z) V'(z) \left[\left(\frac{mc}{p_1} \right)^2 + (9-\psi)^{\frac{1}{2}} \right] \cdot \Pi$ ри подстановке такого "моно-

энергетического" спектра в выражение для оптической толщины (16) из-под знака интеграла можно вынести со значением $p_{\parallel}=p^{\bullet}$ все, за исключением $F(p_{\parallel})$. Кроме того, при исследовании реабсорбции удобно разделить продольные волны на волны, распространяющиеся внутри черенковского конуса и вне его. Положение лучей относительно черенковского конуса, который находится из равенства $n^{\beta}\cos(\theta-\psi)=1$ (z=0), определяет способ представления функции Эйри либо через

[•] Условие (15) аналогично условию сильного влияния среды $(mc^2/E)^2 \ll |1-n^2|$ в теорми синхронного излучения.

функцию Макдональда порядка 1/3 (z>0), либо через сумму функций Бесселя порядка $\pm 1/3$ (z<0). Для релятивистских частиц и волн с фазовой скоростью $v_*\simeq c$ ($|1-n|\ll 1$) равенство $n\beta\cos(\theta-\psi)=1$ можно переписать следующим образом: $(mc/p_+)^2+1-n^2+(\theta-\psi)^2=0$.

В первой области (z>0) оптическая толщина, описываемая выражением

$$\tau = \frac{8c}{\omega \left| \frac{\partial \operatorname{Re} \varepsilon_{23}}{\partial k} \right|} \cdot \frac{\Omega_L^2}{\Omega_c^2} \left(\frac{mc}{p_{\parallel}^*} \right) \left| \left(\frac{mc}{p_{\parallel}^*} \right)^2 + (\theta - \psi^*) \psi^* \right| q^* K_{1/3}(q^*) K_{2/3}(q^*),$$

$$q^* = \frac{2}{3} (z^*)^{3/2}, \quad \Omega_L^2 = \frac{4\pi e^* N}{m},$$
 (17)

может стать отрицательной для волн, распространяющихся под углом $\theta\lesssim \dot{\gamma}^*$, если импульсы излучающих частиц удовлетворяют условию

$$\left(\frac{mc}{p_{\parallel}^*}\right)^2 \lesssim 2 c/\omega_B^*$$
 (18)

Здесь звездочкой отмечены величины, взятые при значении $p_{\parallel}=p_{\parallel}^{*}.$ Для волн, распространяющихся внутри черенковского конуса (z<0),

$$\tau = \frac{16\pi c}{\omega \left| \frac{\partial \operatorname{Re} \varepsilon_{33}}{\partial k} \right|} \cdot \frac{\Omega_L^2}{\Omega_c^2} \left(\frac{mc}{p_{\parallel}^*} \right) \left[\left(\frac{mc}{p_{\parallel}^*} \right)^2 + (\theta - \dot{\gamma}^*) \dot{\gamma}^* \right] V(z^*) V'(z^*). \tag{19}$$

В этом случае оптическая толщина τ описывается осциллирующей функцией* и существуют интервалы по z, в которых τ отрицательна. Характерный масштаб осцилляций оптической толщины по импульсам при больших значениях z ($|z|\gg 1$) можно оценить по формуле (14).

Исследование реабсорбции продольных волн в приближении широкой диаграммы направленности излучения было проведено выше для «моноэнергетического» спектра излучающих частиц. С увеличением дисперсии Δp_{\parallel} частиц по импульсам полученные результаты остаются справедливыми пока ширина спектра меньше или порядка характерного интервала изменения функции $\Phi(z)$. Дальнейшее увеличение дисперсии частиц Δp_{\parallel} приведет к сглаживанию колебаний оптической толщины τ , к уменьшению ее величины для волн, распространяющихся внутри черенковского конуса, и к изменению условий, при которых возможно усиление.

^{*} Осциллирующий характер оптической толщины τ связан с осцилляциями мощности излучения $P_{\rm out}$.

3. В предыдущем разделе было показано, что искривление траектории заряженных частиц, движущихся вдоль силовых линий магнитного поли, приводит к появлению нового (магнитодрейфового) механизма усиления продольных воли, возможности которого для пульсаров ранее не исследовались. Здесь мы оценим эффективность усиления плазменных воли этим механизмом в условиях, характерных для магнитосферы пульсара. Пусть в области источника напряженность магнитного поля $B=10^{\circ}$ гс и кривизна силовых линий $R_B=10^{\circ}$ см. Если частоты усиливаемых воли лежат в радиодиапазоне, то, как следует из неравенства (9), в очень широком интервале энергий излучающих частиц $E \lesssim 10^{\circ}\ mc^2$ реализуется приближение широкой диаграммы направленности.

Усиление плазменных воли с фазовой скоростью больше скорости света мало ($|\tau| \ll 1$), если плазма в магнитосфере пульсара релятивистскам. и 0 > 1. Действительно, в этом случае выражение для оптической толщины (17) можно переписать следующим образом*:

$$\tau \simeq -\frac{1}{2} D_{10}^{-2} K(q^*),$$
 (20)

где через $K(q^*)$ обозначена функция $K(q^*) = q^*K_{1/3}(q^*) K_{2/3}(q^*)$, величина которой не превышает единицы: $r_0 = E_0/mc^2 \gg 1$ — релятивистский фактор основной плазмы, $D = (8\pi EN)/B^2$ — отношение плотности внергии излучающих частиц к плотности энергии магнитного поля. Последняя величина много меньше единицы ($D \ll 1$), так как только в этом случае магнитное поле определяет направление движеиия излучающих частиц. Продольные волны с о > с могут эффективно усиливаться только в магнитосфере с нерелятивистской основной плазмой. Необходимым условием для этого является существование в магнитосфере пульсара потока частиц с продольными импульсами $p^* > 10^6 \ mc$ (см. (18)) и концентрацией $N \ge 3 \ 10^7 T \ (mc/p^*)$ (Т — температура основной плазмы). Последнее неравенство следует из требования, чтобы оптическая толщина (17) по модулю превышала единицу (| т | > 1). Приведенные здесь оценки справедливы в области углов $\theta > 0$. В области $\theta < 0$ величина $|\tau|$ может достигать единицы для воли с $v_{\star} > c$, распространяющихся в релятивистской плазме, при D < 1.

 $^{^{\}circ}$ Для релятивистской плазмы в (17) можно положить $\left|\frac{\partial \operatorname{Re} \varepsilon_{33}}{\partial k}\right| \simeq \left|\frac{\partial \operatorname{Re} \varepsilon_{\parallel}}{\partial k}\right| \simeq$

 $[\]simeq 8 - \frac{c}{\omega} + \frac{c}{0}$ где $\hat{\epsilon}_{\pm}$ — компонента тензора дивлектрической проницаемости вдоль маг-митього поля (см. в этой связи [14]).

Эффективное усиление продольных воли с фазовой скоростью меньше скорости света может происходить в магнитосфере как с нерелятивистской, так и релятивистской основной плазмой. Для этого необходимо, чтобы концентрация заряженных частиц в потоке N превышала величину $N \gtrsim 10^{-7}~T \left(\frac{p^*}{mc}\right)^3$ в первом случае и $N \gtrsim 8 \cdot 10^{-8} \, \gamma_0^2 \left(\frac{p^*}{mc}\right)^3$ — во втором. Например, для $\gamma_0 \simeq 70$ и $p^*_{\parallel} \simeq 3 \cdot 10^2~mc$ (см. в этой связи [5, 6]) концентрация частиц в потоке должна превысить $N \gtrsim 10^4~\text{cm}^{-3}$.

Здесь необходимо сделать несколько замечаний по поводу приведенных выше оценок. В данной работе рассматривается кинетический режим усиления и поглощения продольных волн. Это обстоятельство накладывает ограничение на величину допустимых значений плотности частиц в потоке: увеличение плотности частиц приводит к появлению условий, при которых возможен гидродинамический режим усиления продольных волн. Может оказаться, что коэффициент усиления в этом режиме превысит соответствующий кинетический коэффициент. К сожалению, условия, при которых возникает гидродинамический режим усиления, в рамках используемого в данной работе метода коэффициентов Эйнштейна получить нельзя. В противоположном (черенковском) пределе $p_{p_0} \gg p_{p_0} = p_0$ из условия реализации гидродинамического режима усиления [14] следует, что при указанных выше параметрах источника с релятивистской плазмой гидродинамический режим возникает раньше, чем оптическая толщина достигает единицы в кинетическом режиме.

Следует также заметить, что выражение для оптической толщины (12) магнитодрейфового излучения найдено в предположении малого изменения амплитуды волны на всем интервале взаимодействия между потоком и волной с заданным направлением волнового вектора. Поэтому область применимости полученных формул ограничивается условием $|\tau| < 1$; оценки оптической толщины при $|\tau| > 1$ могут указывать только на возможность большого усиления продольных волн магнитодрейфовым механизмом в магнитосфере пульсара.

Исследование магнитодрейфового излучения выше было проведено в предположении о неизменности дисперсионных свойств среды вдоль траектории движения излучающих частиц. В то же время неоднородность плазмы вдоль траектории может привести как к изменению свойств самого магнитодрейфового излучения отдельной частицы, так и к изменению характера реабсорбции продольных волн, вызванному чередованием интервалов с положительным и отрицательным поглощением на размерах порядка длины эффективного взаимодействия

Выражение для мощности в форме (3) будет описывать излучение релятивистской частицы, движущейся по искривленной траектории в неоднородной плазме, если выполнено условие

$$\left| \frac{\partial n}{\partial l} l_0 \right| \ll 1, \tag{21}$$

тде l — координата вдоль траектории заряда, $l_0 = 3R_B \left(\omega R_B/2c \right)^{1/2} |z|^{-1/2}$. Смена знака реабсорбцин на размерах порядка длины эффективного взаимодействия l_s не происходит, то есть остается справедливым выражение для оптической толщины в форме (12) при условии

$$\left| \frac{3\pi}{2z \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial l} l_0} \right| \gtrsim 1. \tag{22}$$

Заметим, что при выполнении условия (21) неравенство (22) справедливо до больших значений $z(|z| \sim \frac{1}{\left|\frac{\partial n}{\partial l} l_0\right|} \gg 1)$.

В магнитосфере с релятивистской плазмой, плотность которой меняется вдоль траектории потока с характерным масштабом L_N , неравенство (21) можно переписать следующим образом:

$$L_N \gg \frac{3\left(\frac{R_B^{ob}}{2c}\right)^{1/3}R_B}{4\gamma_0^2 |z|^{1/4}}$$
 (23)

(см. в этой связи работу [14]). Подставляя в (23) $R_B \simeq 10^9$ см, $\omega \simeq 5 \cdot 10^9$ с $^{-1}$, $\gamma_0 \simeq 70$ и считая $|z| \sim 1$, получаем $L_N \gg 7 \cdot 10^7$ см. Характерный масштаб неоднородности плазмы в магнитосфере пульсара можно положить с большой вероятностью равным по порядку величины расстоянию от области усиления до нейтронной звезды. Следовательно, приближение однородного источника справедливо в областях магнитосферы, расположенных высоко над поверхностью нейтронной звезды; вблизи поверхности звезды необходимо учитывать не только искривление траектории потока заряженных частиц (магнитодрейфовое излучение), но и изменение коэффициента преломления вдоль траектории (переходное излучение). Этот учет приведет к тому, что излучение заряженной частицы, обладая чертами черенковского и магнитодрейфового излучения, приобретет при этом также особенности, характерные для переходного излучения.

Таким образом, искривление траектории движения потока заряженных частиц ведет к изменению характера излучения продольных волн в магнитоактивной плазме, в том числе и в магнитосфере пульсара. Появляется новый тип усиления, связанный с магнитодрейфовым механизмом излучения и реабсорбции для продольных волн с фазовой скоростью как меньше ($v_{\phi} < c$), так и больше ($v_{\phi} > c$) скорости света. Проведенные здесь оценки показывают, что этот магнитодрейфовый механизм может

служить эффективным способом генерации продольных воли в магнитосфере пульсара. Кроме того, эти оценки указывают на возможность существования в магнитосфере областей, где излучение продольных воли релятивистскими частицами происходит в результате одновременного действия трех механизмов излучения — черенковского, магнитодрейфового и переходного.

Автор признателен В. В. Железнякову, В. В. Зайцеву и Е. В. Суворову за постоянный интерес к работе, обсуждение и ценные замечания.

Приложение

Определим уровни энергии релятивистского электрона, движущегося в аксиально-симметричном магнитном поле, которое описывается векторным потенциалом $A_{\rm p}=A_{\rm p}=0$, $A_z=-f({\rm p})$ (система координат приведена на рис. 1). Силовые линии такого поля представляют собой концентрические окружности с центром на оси z, а величина магнитного поля меняется по закону $B=B_{\rm p}=df({\rm p})/d{\rm p}$.

В пренебрежении спиновыми эффектами уравнение для функции **у**, описывающее стационарные состояния электрона во внешнем магнитном поле, имеет вид:

$$-h^{2}\left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial\Psi}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^{2}}\frac{\partial^{2}\Psi}{\partial\varphi^{2}}+\frac{\partial^{2}\Psi}{\partial z^{2}}\right]-2ih\frac{e}{c}f(\rho)\frac{\partial\Psi}{\partial\rho}+$$

$$+\frac{e^{2}}{c^{2}}f^{2}(\rho)\Psi=\left(\frac{E^{2}}{c^{2}}-m^{2}c^{2}\right)\Psi, \tag{\Pi.1}$$

где E — энергия, m — масса покоя, e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка.

Операторы компонентов импульса p_{ϕ} и p_{s} коммутируют с оператором, стоящим в левой части уравнения (II. 1). Поэтому собственные значения этих операторов являются сохраняющимися величинами и решение этого уравнения можно искать в виде:

$$\Psi = \frac{e^{il\varphi}}{\sqrt{2\pi}} c^{ip_z z/h} R(\varphi), \qquad (\text{\GammaI}.2)$$

где l — собственные значения оператора проекции момента импульса, измеренного в единицах l, на ось z ($l=0,\pm 1,\pm 2,\pm 3,\ldots$), p_z — собственные значения z — компоненты обобщенного импульса (— ∞ < $< p_z$ < $+ <math>\infty$).

Сохраняющаяся квантовая величина l соответствует классической величине p_ll — проекции момента импульса электрона на ось z (p_l — компонента импульса электрона, находящегося на расстоянии p от оси симметрии).

Подставив (П.2) в (П.1) и введя новую функцию $u(\rho) = \sqrt{\rho} R(\rho)$, получаем

$$u''(\rho) + \frac{1}{h^2} \left[\frac{E^2}{c^2} - m^2 c^2 - \left(p_z + \frac{e}{c} f(\rho) \right)^2 - \frac{h^2 (l^2 - 1/4)}{\rho^2} \right] u(\rho) = 0.$$
(Π.3)

Будем рассматривать такие магнитные поля, размер неоднородности которых вдоль оси ρ_0 и радиус кривизны ρ много больше характерного масштаба a_B локализации радиальной функции $u\left(\rho\right)$: $a_B(dB/d\rho) \ll B$, $\rho \gg a_B$ В этом случае в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю, движение заряда мало отличается от движения в однородном магнитном поле. Другими словами, в первом приближении уравнение для радиальной функции $u\left(\rho\right)$ должно по форме совпадать с уравнением Шредингера для линейнего осциллятора, колеблющегося с частотой ω_B (приближение малых колебаний). Раскладывая выражение, стоящее в квадратных скобках перед $u\left(\rho\right)$, в ряд по $\rho - \rho_0^*$ и ограничиваясь первыми неисчезающими членами разложения, получим для функции уравнение гармонического осциллятора (см. в этой связи [15])

$$u'''(\rho) + \frac{1}{h^2} \left[\frac{E^2}{c^2} - m^2 c^2 - \frac{h^2 l^2}{\rho_1^2} - \frac{h^1 l^1 c^2}{e^2 B_0^2 \rho_0^6} - \frac{e^2 B_0^2}{c^2} (\rho - \rho_1)^2 \right] u(\rho) = 0. \quad (\Pi.4)$$

Здесь
$$B_0 = -\frac{dA_z}{d\rho}\Big|_{\rho=\delta_0}$$
, $\rho_1 = \rho_0 + \frac{h^2l^4c^2}{e^2B_0^2\rho_0^3} - \cos$ раняющаяся квантовая

величина, соответствующая ρ — координате центра окружности с учетом кривизны силовых линий магнитного поля. В (П.4) пренебрежено 1/4 по сравнению с l^2 , что можно сделать при условии $\rho_1 \gg \lambda_D/2\pi$ (λ_D — длина волны де-Бройля).

Решение уравнения для гармонического осциллятора хорошо известно:

$$u_n(\rho) = \operatorname{const} \cdot e^{-\frac{1}{2a_B^2}(\rho - \rho_1)^2} H_n\left(\frac{1}{a_B}(\rho - \rho_1)\right), \quad (\Pi.5)$$

^{*} В классической механике движение частиц в плоскости, перпендикулярной к направлению однородного магнитного поля, происходит по окружности с неподвижным центром. Сохраняющаяся в квантовом случае величина p_0 , определяемая равенством $p_x - (e/c) A_x(p) = 0$, соответствует классической p_x -координате такого центра.

где $a_B = \sqrt{\frac{\hbar}{m^{(s)}}}$, $\omega_B = \frac{|e|B|}{mc}$, $H_n(x)$ — полином Эрмита. Константу в (П.5) можно найти, нормируя радиальную функцию $R(\rho)$ на единицу. Собственные значения энергии электрона E_n определяются по формуле:

$$E_n^2 = m^2 c^4 + p_{\parallel}^2 c^2 + p_{\perp}^2 c^2 + p_{\perp}^2 c^2, \tag{\Pi.6}$$

где $p_1 = \hbar l/\rho_1$ — величина, соответствующая проекции классического импульса частицы, находящейся на расстоянии ρ_1 от оси симметрии, на направление магнитного поля; $p_{_A} = \frac{\hbar^2 l^2 c^2}{|e|B_0 \rho_0^3} \simeq \frac{p_{_B}^2 c}{|e|B_0 \rho_0}$ соответст-

вует дрейфовой компоненте импульса электрона, а $p^2 = \frac{h |e|B}{c} (2n+1)$

 $(n=0,\ 1,\ 2,\ 3,\ ...)$ — соответствует квадрату импульса электрона, связанного с вращением вокруг силовой линии магнитного поля.

Если при испускании одного фотона с частотой ω и импульсом k изменение квадрата поперечной компоненты импульса электрона много меньше расстояния между уровнями Ландау: $\Delta p_{\perp}^2 \ll 2m\omega_B$, то излучение происходит без изменения характера вращения электрона вокруг силовой линии (без возбуждения уровней Ландау). Полагая $\Delta p_{\perp}^2 \simeq \Delta p_{\perp}^2$, получаем следующее условие невозбуждения уровней Ландау:

$$\phi \equiv p_x^3/p_1^3 \ll \frac{c}{2\omega\rho_1} \cdot \tag{\Pi.7}$$

При этом условии закон сохранения энергии можно переписать следующим образом:

$$\Delta E^2 \simeq c^2 \Delta \left(p_1^2 + \frac{p_1^4}{m^2 \omega_B^2 p_0^2} \right)$$
 (П.8)

Отсюда получаем

$$\Delta p_{\parallel} \simeq \frac{\hbar \omega}{c^2} \cdot \frac{E p_{\parallel}}{p_{\parallel}^2 + 2p_{\perp}^2}; \quad \Delta p_{\sim} = 0. \tag{\Pi.9}$$

При нарушении неравенства (П.7) излучение может происходить с возбуждением уровней Ландау.

Институт прикладной физики АН СССР

CURVATURE RADIATION ON LONGITUDINAL WAVES IN MAGNETOSPHERE OF A NEUTRON STAR

V. E. SHAPOSHNIKOV

Radiation of longitudinal waves with the refraction index $n \ge 1$, 1-n| < 1 from a relativistic charged particle moving along curved magnetic field lines (curved radiation) is discussed. Reabsorption of these waves by curved stream particles is investigated. It is shown that the reabsorption coefficient may be negative for the waves with n > 1 and n < 1. The effective amplification is possible for propagation of longitudinal waves in nonrelativistic and relativistic plasmas. It is shown when the curvature of the trajectory of charged particles can be neglected for longitudinal wave reabsorption. Optical thickness for curvature absorption in the case of pulsar magnetosphere is estimated. The range of validity of the considered theory is given for plasma with dispersion properties varying along the stream.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. R. D. Blandford, M. N. R.A.S., 170, 551, 1975.
- 2. D. B. Melrose, Ap. 1, 225, 557, 1978.
- 3. V. V. Zheleznyakov, V. E. Shaposhnikov, Australian J. Phys., 32, 40, 1979.
- 4. P. A. Sturrock, Nature, 227, 465, 1970.
- 5. M. A. Ruderman, P. G. Satherland, Ap. J., 196, 51, 1975.
- 6. A. F. Cheng, M. A. Ruderman, Ap. J., 212, 800, 1917.
- 7. Yu. V. Chugunov, V. Ja. Eldman, E. V. Suvorov, Astrophys. Space Sci., 32, 7, 1975.
- 8. В. Я. Эйдман, ЖЭТФ, 41, 1971, 1961.
- 9. Т. А. Горева, Е. В. Сиворов, ЖЭТФ, 62, 2147, 1972.
- 10. Е. В. Суворов, Кандидатская диссертация, ГГУ, Горький, 1973.
- 11. С. А. Каплан, В. Ю. Трахтенгерц, Изв. ВУЗ-ов, Раднофизика, 10, 14, 1967.
- 12. В. Д. Шафранов, Вопросы теории плазмы, вып. 3, Атомиздат, М., 1963.
- 13, В. Н. Цытович, Вестн, МГУ, сер. Физика, 7, 29, 1961.
- 14. Д. Г. Ломинадзе, А. Б. Михайловский, ЖЭТФ, 76, 959, 1979.
- 15, А. А. Соколов, Н. П. Клепиков, И. М. Тернов, ЖЭТФ, 23, 632, 1952.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

ВЫПУСК 4

УДК 523.77

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ А-е ФАЗЫ КОРЫ ПУЛЬСАРА С УЧЕТОМ ДЕЙСТВИЯ СВЕРХСИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Г. В. ГАДИЯК, М. С. ОВРЕХТ, Н. Н. ЯНЕНКО Поступила 16 марта 1981

Проведен расчет уравнения состояния вещества (железа) в характерном для пульсаров магнитном поле, порядка 10^{12} гаусс, для давления $10^{3} \div 10^{8}$ а.е. Давление 10^{8} а.е. соответствует расстоянию порядка нескольких десятков метров от поверхности пульсара. Расчет проведен на основании модифицированной модели Томаса—Ферми. В модели полагается, что электроны заполняют состояние с определенным номером уровня Ландау, проекций спина и импульса на направление поля. Уравнение состояния обладает рядом аномальных свойств. Так, например, скорость звука может падать с ростом давления, вклад теплового давления ядер в давление может быть отрицательным.

Интерес к свойствам вещества в сверхсильном магнитном поле обусловлен возможностью существования полей порядка 10^{12} гаусс [1] в пульсарах. В полях* $B \ge B_0 = m^2 e^3 c \hbar^{-3} = 2.35 \cdot 10^9$ гаусс взаимодействие электронов вещества с внешним магнитным полем может превышать кулоновское взаимодействие [2, 3]. Говоря на языке статистической модели, магнитное поле существенно перестраивает электронную структуру вещества, если энергия взаимодействия электрона вещества с внешним магнитным полем $\epsilon_M = B$ сравнима со средней энергией Ферми в электронного распределения (чертой сверху обозначаем усреднение по объему элементарной ячейки кристалла). Для достаточно сильно сжатого вещества в рамках статистической модели справедливо соотношение $\epsilon_F \sim n^{2/3}$, при этом давление $P \sim n^{5/3}$. Отсюда следует, что условие $B \sim \epsilon_F$ выполняется при $P \sim P_M \sim B^{5/2}$. Таким образом, при $P \gg P_M$ мы приходим к обыч-

^{*} Ниже все величины будем выражать в атомных единицах $\sigma = h = m = 1$, атомная единица давления составляет 294 Мбар, магнитное поле в единицах B_a .

ной модели Томаса-Ферми, а при $P \leq P_M$ магнитное поле может сильно изменить свойства вещества. Так, например, тонкий поверхностный слой коры пульсара, толщиной порядка 50 - 100 метров (где давление $P \geq P_M$), как показывает расчет, состоит из прослоек с различным характером зависимости скорости звука от давления: в одних прослойках скорость звука растет с давлением (глубиной), а в соседних, наоборот, падает. Подобная аномалия может приводить, в частности, к отрицательному вкладу в полное давление от ядер, в такой среде могут формироваться ударные волны сжатия и разрежения.

В настоящей работе исследуется уравнение состояния вещества в сверхсильном магнитном поле в рамках модифицированной модели Томаса— Ферми, описанной в разделе 1. Последняя является обобщением модели [4] на случай обоих возможных направлений спинов электронов вещества, при наличии произвольной температуры и давления. В работах [2, 4—9] и иногих других исследовались свойства изолированных атомов при нулевой температуре. Первый расчет уравнения состояния холодного вещества в сверхсильном магнитном поле представлен в [10, 11] (заметим, что термодинамика однородного электронного газа рассматривалась ранее неоднократно [12, 13]). Исследование [10], проведенное на основе интерполяционной статистической модели, позволило сделать вывод о ряде особенностей уравнения состояния вещества в сверхсильном магнитном поле. В [10] было, в частности, отмечено, что сжимаемость вещества резко падает при налички сверхсильного магнитного поля. Вследствие этого сжимаемость вещества в поверхностном слое коры пульсара (порядка нескольких метров) у магнитного полюса и у экватора могут значительно различаться. В результате расчетов [10] выяснилось также, что скорость звука имеет аномальную область зависимости от давления, в которой она падает с ростом последнего. Настоящая работа явилась естественным продолжением работы [10] и качественно подтвердила ее выводы.

В разделе 2 обсуждается возможность использования выражений для электронной плотности и плотности энергии однородного электронного газа для описания неоднородных систем в случае наличия сверхсильного магнитного поля.

Анализ результатов численных расчетов проводится в разделе 3: обсуждается уравнение состояния, особо подчеркивается аномальный (осцилляционный) характер зависимости ряда величин от удельного объема (так, например, скорости звука, электронной теплоемкости и др.).

1. Модифицированная модель Томаса—Ферми. Как известно, спектр электрона в однородном внешнем магнитном поле имеет вид

$$\varepsilon_k = \left(k + \frac{1}{2} + s\right)B + \frac{q^2}{2}.$$
 (1)

Здесь k=0,1... — номер уровня Ландау, s и q — соответственно проекции спина и импульса электрона на направление поля. В предлагаемой модифицированной модели Томаса—Ферми полагается, что электроны заполняют состояния с определенными k, s, q. Тогда, используя функцию распределения Ферми—Дирака

$$f(k, s, q) = 1/(1 + \exp((\varepsilon_k - \varepsilon_F)/T)), \qquad (2)$$

можно получить выражение для плотности электронов и плотности магнитно-кинетической энергии прямым суммированием по всем возможным одноэлектронным состояниям:

$$n(\varepsilon_F, T) = \sum_{s, k} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq}{2\pi} f(k, s, q) = \alpha T^{1/2} \sum_{s, k} I_{-1/2}(y_{s, k});$$
 (3)

$$\varepsilon_{s_{s,k}}(\varepsilon_{F}, T) = \sum_{s_{s,k}} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_{k} f(k, s, q) \frac{dq}{2\pi} = \pi T^{3/2} \sum_{s_{s,k}} \left(I_{1/2}(y_{s_{s,k}}) + \left(\frac{\varepsilon_{F}}{T} - y_{s_{s,k}} \right) I_{-1/2}(y_{s_{s,k}}) \right);$$

$$\alpha = B/(2V \overline{2} \pi^{2}); \qquad y_{s,k} = \left(k + \frac{1}{2} + s \right) B/T.$$
(4)

Здесь члены рядов являются функциями Ферми—Дирака, определяемыми соотношением $I_k(x) = \int\limits_0^\infty \frac{t \, dt}{1 + \exp(t-x)}$. Суммирование в (3), (4) и всюду ниже ведегся по всем возможным k=0,1,... ∞ и $s=\pm 1/2$. Значение ε_F связано с самосогласованным потенциалом $\phi(r)$ соотношением $\varepsilon_F = \phi(r) - \phi_0$, где $\phi(r) = (U(r) + \phi_e(r))$, U(r) — внешний потенциал (суммарный потенциал ядер), $\phi_e(r)$ — потенциал, создаваемый электронами вещества, ϕ_0 — химпотенциал, определяемый из условия нормировки $\int\limits_{V_0} n(\varepsilon_F, T) d\tau = z$, где V_0 — объем элементарной ячейки кристалла, z — атомный номер вещества.

Полная энергия электронов в ячейке легко вычисляется в приближении Вигнера—Зейтца: каждая ячейка V_0 заменяется сферой V равного

объема с ядром в центре; тогда, если пренебречь мультипольными моментами (несимметричностью плотности электронов в ячейке), задача сводится к рассмотрению независимых электронейтральных сферически симметричных ячеек, при этом выражение для энергии электронов в расчете на одну ячейку примет вид:

$$E = E_{\text{M.R.}} + E_{ee} + E_{en} \tag{5}$$

THE
$$E_{\text{M.K.}} = \int \varepsilon_{\text{M.K.}} dz$$
; $E_{ee} = \frac{1}{2} \int \varphi_e(r) \, n\left(\varepsilon_F, T\right) dz$; $E_{es} = \int \frac{z}{r} \, n\left(\varepsilon_F, T\right) dz$.

Здесь и всюду ниже интегралы берутся (если не оговаривается противное) по объему сферизованной ячейки V, и предполагается, что $\varphi_e(r)$ и $n(\varepsilon_F,T)$ зависят только от r — расстояния до ядра. Справедливость приближения Вигнера — Зейтца для вещества в отсутствие магнитного поля многократно обсуждалась в литературе (см., например, [14]). Дополнительная несимметрия, вызванная влиянием внешнего сверхсильного поля невелика вплоть до полей порядка z^3 для несжатого вещества [2], а с увеличением давления — даже для больших B. Роль этой несимметрии будет обсуждена подробнее в разделе 2. Мы ограничим свое рассмотрение областью, где влиянием последней можно пренебречь.

Выражение для электронной энтропии S_{ϵ} в расчете на одну ячейку легко получить в одноэлектронном приближении (см., например, [15]), используя равновесные числа заполнения (2):

$$S_* = \alpha T^{1/2} \sum_{s,k} (3I_{1/2}(y_{s,k}) - y_{s,k} I_{-1/2}(y_{s,k})).$$

Исходя из этого соотношения, выпишем выражение для электронной свободной энергии в расчете на одну ячейку:

$$F = E - TS_e = F_{\text{H.s.}} + E_{ee} + E_{en}, \tag{6}$$

где

$$F_{s.s.} = \alpha T^{3/2} \sum_{s.k} \left(\frac{s_F}{T} I_{-1/2}(y_{s,k}) - 2 I_{1/2}(y_{s,k}) \right)$$

Прямым дифференцированием свободной энергии (6) по объему ячей-ки V нетрудно получить локальную формулу для давления

$$P = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{T} = 2 \alpha T^{3/2} \sum_{s, k} I_{1/2}(y_{s, k}), \tag{7}$$

которая связывает давление с химпотенциалом системы.

Заметим, что все полученные выражения справедливы, строго говоря, лишь для медленно меняющейся электронной плотности (в противном случае велики градиентные поправки).

2. Область применимости модели. Обсудим характер используемых приближений. Первое из них — приближение сильного поля [2], в котором предполагается, что движение электрона в плоскости, перпендикулярной полю, определяется магнитным полем, кулоновское взаимодействие определяет движение электронов вдоль поля. Оно справедливо, если выполнено соотношение [2]

$$z/R \ll B$$
, (8)

т. е. когда для большинства электронов в ячейке выполнено условие малости кулоновского потенциала, $\varphi \sim z/R$ по сравнению с расстоянием между уровнями Ландау $B.~R = (3~V/4\pi)^{1/3}.$

Статистическое описание системы возможно, если велико число заполненных состояний. В приближении сильного поля, в силу нормировки, справедливо соотношение $N_1\,N_2=z$, где N_1 и N_2 — число заполненных состояний для движения вдоль и поперек поля соответственно, следовательно, условие применимости модели $N_1,\,N_2\gg 1$. Поскольку [16] $N_2\sim BR^2$ (если заполнено небольшое число уровней Ландау), то условие $N_1\gg 1$ справедливо при $z/N_2\gg 1$, т. е. $BR^2\ll z$. Таким образом модель справедлива при

$$1 \ll BR^2 \ll z. \tag{9}$$

Для изолированного атома, подставив значение радиуса атома из [2] в (8) и (9), имеем $z^{4/3} \ll B \ll z^3$; в соответствии с [2]. В этом случае все электроны в атоме находятся на нижнем уровне Ландау со спином, направленным против поля (конечно, если температура $T \ll B$), в суммах (3) и (4) остается по одному числу, и наша модель совпадает с моделью [2], но с учетом конечной температуры.

Ограничение (9) можно получить также из условия малости градиентных поправок к электронной плотности и к плотности кинетической энергии. Действительно, анализируя уравнение Томаса—Ферми с поправкой на неоднородность и выражение для плотности кинетической энергии, полученные в [17], получим, что вклад градиентных членов мал при выполнении условий $BR^2\gg 1$; и $|\varphi_0|\,R^2\gg 1/12$; но $N_1\sim |\varphi_0|^{1/2}\,R$, т. е. мы снова приходим к неравенству $N_1,\,N_2\gg 1$. Заметим, что малость градиентных поправок позволяет использовать для неоднородного электронного газа выражения (3) и (4) для плотности электронов 4 плотности энергии, выражающиеся через значение самосогласованного по-

тенциала в данной точке. Как было впервые отмечено в [2] и позже строго доказано в [7], подобная локальная связь приводит к сферической симметрии электронного распределения в атоме.

3. Результаты расчета. Полученное модифицированное уравнение Томаса—Ферми

$$\Delta \varphi_{\epsilon} = -4\pi n \left(\varphi - \varphi_{0}, T \right)$$

решали численно, способом, подробно описанным в [10]. Были рассчитаны для железа в поле $B=(10,30)\cdot z^{4/3}$ (что составляет соответственно $1\cdot 8\cdot 10^{12}$ и $5\cdot 4\cdot 10^{12}$ гаусс) кривые изотермического сжатия при значениях T=1, 10, 100, 300. Так, на рис. 1 представлены изотермы T=10, 300, рассчитанные в настоящей работе в сравнении с интерполяционной кривой холодного сжатия [10] для железа в поле $B=10\cdot z^{4/3}$. Видно, что ход интерполяционной кривой качественно согласуется с изотермой T=10, в частности на обеих кривых существуют участки $(\partial^2 P/\partial V^2) < 0$. С ростом давления все кривые выходят на одну асимптотику — на Томас—Ферми зависимость P(V) для вырожденного однородного электронного газа.

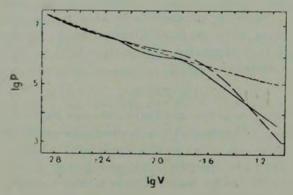
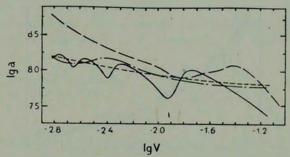


Рис. 1. Зависимость давления P от удельного объема V для железа в поле $B\!=\!10\cdot z^{4/3}$ (или $1\cdot 8\cdot 10^{12}$ rayce) для нескольких значений температуры $T\colon 1.$ —— $T\!=\!10$; 2. - - - $T\!=\!300$; 3. — — $T\!=\!0$ (кривая взята из работы [10]).

На рис. 2 изображен ход зависимости скорости звука от объема, приходящегося на атом*. Сравнивая кривую холодного сжатия в интерполяционной модели [10] и изотерму T=10, приходим к выводу, что интерполяционная модель качественно передает аномальный рост скорости звука с ростом удельного объема в области заполнения первого уровня Λ ан-

[•] Скорость звука a находили численным дифференцированием по формуле $a^2 = -V^2 \left(\partial P / \partial V \right)_T / M_{\rm Fe}$ ($M_{\rm Fe}$ — масса ядра железа).

дау. На изотермах, рассчитанных в настоящей работе, видно, что заполнение каждого уровня Ландау приводит к аномальной зависимости скорости звука от удельного объема, но для не слишком высоких (см. также [11]), температур. Так, для T=300 (т. е. $T\simeq B/2$) осцилляционный характер зависимости скорости звука от удельного объема исчезает. Последнее естественно, поскольку при $T\sim B$ дискретность уровней Ландау становится несущественной.



Рус. 2. Зависимость скорости звука α в железе от удельного объема V для нескольких значений температуры T и поля B (скорость звука в см/с): 1......T=10; $B=10\cdot z^{4/3}$; 2. - - - T=300; $B=30\cdot z^{4/3}$; 3. $-\cdot -\cdot -T=30$; $B=30\cdot z^{4/3}$: 4. $-\cdot -T=0$; $B=10\cdot z^{4/3}$ (кривая взята из работы [10]).

Кроме скорости звука, характерной осцилляционной зависимостью обладает целый ряд других величин. Так, на рис. З изображена зависимость температуры Дебая $^{\theta}$ решетки железа (для упрощения, решетка предполагалась кубической) в зависимости от удельного объема. Температура Дебая определялась по формуле $^{\theta} = a/R (9\pi/4)^{1/3}$. Заметим, что аномальный рост $^{\theta}$ с удельным объемом приводит к отрицательному вкладу в давление от ядер (фононов). Действительно, исходя (см., например, [15]) из $F_{\pi} = -\pi^1 T^4/10 \, t^3$, нетрудно получить

$$P_{\mathrm{m}} = - \left(rac{\partial F_{\mathrm{m}}}{\partial V}
ight)_T = - rac{3}{10} \left(rac{\pi \, T}{\theta}
ight)^{\! 4} rac{d \theta}{d \, V};$$
 т. е. $P_{\mathrm{m}} < 0$, при $\left(rac{d \, heta}{d \, V}
ight) < 0$.

Отметим также, что если электронный газ сильно вырожден, то температурная поправка к давлению обусловлена давлением ядер $P_{\rm s}$, и, как нетрудно видеть, тогда $(\partial P/\partial T)_{\nu} \simeq (\partial P_{\rm s}/\partial T)_{\nu} < 0$. Как известно из термодинамики [15], это в свою очередь приводит к отрицательности коэффициента теплового расширения $(\partial V/\partial T)_{\rm p} < 0$ (как у воды при $T < 4^{\circ}$ C).

В качестве еще одной иллюстрации приведем зависимость электронной теплоемкости от удельного объема (рис. 4). Кроме характерной перио-

дичности с ростом удельного объема при T=100, в поле $B=10\cdot z^{4/3}$ и при T=300; в поле $B=30\cdot z^{4/3}$, необходимо отметить существенное различие в кривых (1) и (2). Максимумы кривой (T=100) соответствуют минимумам более низкотемпературной (T=10). Это связано с тем, что при низких температурах фактор вырождения (T/ε_F) $\ll 1$, что приводит к падению теплоемкости вырожденного газа с ростом ε_F при $T\sim 10$.

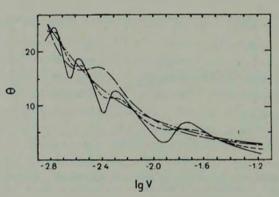


Рис. 3. Зависимость температуры Дебая \emptyset решетки? железа от удельного объема V для нескольких значений температуры T и поля $B\colon 1.$ — T=10; $B=10\cdot z^{4/3}$; 2. — T=100; $B=10\cdot z^{4/3}$; 3. — T=100; $B=10\cdot z^{4/3}$; 4. — T=100; T=1

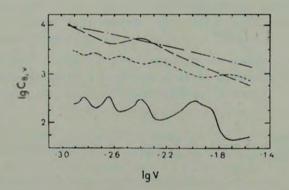


Рис. 4. Зависимость влектронной теплоемкости $C_{V_v \ B} = 1/VT \left(\partial E/\partial T\right)_{V_v \ B}$ от удельного объема V для нескольких значений поля B и температуры $T\colon 1.$ — T=10; $B=10\cdot z^{4/3};\ 2.$ — $T=100;\ B=10\cdot z^{4/3};\ 3.$ — $T=100;\ B=10\cdot z^{4/3};\ 4.$ — $T=100;\ B=10\cdot z^{4/3};\ A=10$ — $T=100;\ B=10\cdot z^{4/3};\ A=10$

Вернемся теперь к обсуждению влияния квантовых поправок. Как было показано в [18], они приводят к изменению характера заполнения одноэлектронных состояний в импульсном пространстве, а именно, ступенчатое распределение электронов размывается, как при действии некоторой эффективной температуры. Если провести оценку этой эффективной температуры в нашем случае, мы получим $T_{*\phi\phi} \sim (z^{1/2}/R) \, \phi^{3/4}$. Понятно, что подобное размытие электронного распределения должно дополнительно сглаживать осцилляции в зависимостях a(V), $\ell(V)$ и др. Характерная величина $T_{*\phi\phi}$ в нашем случае порядка 200, т. е. введение столь большой температуры может убрать осцилляции, но, с другой стороны, для больших полей мы опять получим осцилляции в скорости звука и в других величинах.

Авторы выражают благодарность за обсуждение результатов и высказанные ценные замечания \mathcal{A} . А. Киржницу, Н. Н. Калиткину и Ю. Е. Лозовику.

Институт теоретической и прикладной механики СО АН СССР

EQUATION OF STATE OF A-e PHASE OF PULSAR CRUST WITH AN ACCOUNT OF SUPERSTRONG MAGNETIC FIELD ACTION

G. V. GADIYAK, M. S. OBRECHT, N. N. YANENKO

The results of equation of state of matter (iron) calculation in a magnetic field of the order of 10^{12} G (value typical for pulsars) is presented for the pressure range 10^3-10^8 a. u. Pressure 10^8 a. u. corresponds to scores of meters distance below the surface of a pulsar. The calculation is based on the modified Thomas-Fermi theory. It is supposed in the model that electrons occupied the states with certain number of Landau level and spin and impulse projections on the field direction. There are a number of anomalous features of the equation of state. For example, the acoustic velocity can decrease while pressure rises the nuclei contribution to the total pressure can be negative.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. Л. Гинзбург, УФН, 103, 393, 1971.
- 2. Б. Б. Кадомуев, ЖЭТФ, 58, 1765, 1970.
- 3. Б. Б. Каломиел, В. С. Кудрявиев, ЖЭТФ, 62, 144, 1972.
- 4. Y. Tomishima, K. Yonet, Progr. Theor. Phys., 59. 683, 1978.
- 5. L. N. Labzowsky, Y. E. Lozovik, Phys. Lett., 40A, 281, 1972.
- 6. B. Banerjee, D. H. Constantinescu, P. Rehak, Phys. Rev., D10, 2384, 1974.
- 7. R. O. Mueller, A. R. P. Rau, L. Spruch, Phys. Rev. Lett., 26, 1136, 1971.
- 8. G. V. Gadiyak, Y. E. Lozovik, J. Phys., B., 13, 1531, 1989.
- 9. Г. В. Гадияк, Ю. Е. Лозовик, Сборник трудов III всесоюзного семинара по моделям механики сплошной среды, Новосибирск, 1976, стр. 211.

- Г. В. Гадияк, М. С. Обрехт, Н. Н. Яненко, Численные методы механики сплошной среды, 11, 27, 1980; Г. В. Гадияк, М. С. Обрехт, ТВТ, 19, № 1, 1981.
- 11. G. V. Gadiyak, M. S. Obrecht, N. N. Yanenko, Phys. Lett., 80A, 191, 1980.
- 12. Ю. Б. Румер, ЖЭТФ, 18, 1081, 1948.
- 13, E. H. Sondheimer, A. H. Wilson, Proc. Roy. Soc., 210, 173, 1951.
- 14. M. A. Ruderman, E. Y. Flowers, J. Lee, P. G. Sutherland, W. Hillebrandt, E. Mueller, Ap. J., 215, 291, 1977.
- 15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, Наука, М., 1964.
- 16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, Наука, М., 1974.
- 17. Y. Tomishima, K. Shinjo, Progr. Theor. Phys., 92, 853, 1979.
- 18. Д. А. Киржниц. ЖЭТФ, 34, 1625, 1958.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

выпуск 4

УДК 533.951

ЖЕЛОБКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЫ

Т. Д. КАЛАДЗЕ, А. Б. МИХАЙЛОВСКИЙ Поступила 17 ноября 1980

Теоретически исследуется желобковая неустойчивость релятивистской плазмы, что представляет интерес для теории скачкообразной эжекции частиц из пульсаров. Найдены границы неустойчивости и вычислен инкремент возмущений для плазмы с произвольным релятивистским фактором. Показано, что при любом релятивистском факторе (в том числе при $T \gg mc^2$) давление плазмы, устойчиво удерживаемой в криволинейном магнитном поле, не может существенно превышать давление магнитного поля ($\beta \lesssim 1$). Установлено, что в ультрарелятивистском пределе характерный инкремент неустойчивости имеет тот же порядок величины, что и в случае слаборелятивистской плазмы.

1. Введение. В последние годы интенсивно изучаются высокочастотные неустойчивости релятивистской плазмы, что особенно стимулируется попытками связать с ними наблюдаемое радиоизлучение пульсаров (см. библиографию в работе [1]). Вместе с тем астрофизики, занимающиеся проблемой пульсаров, проявляют интерес также к низкочастотным неустойчивостям, полагая, что такие неустойчивости могут быть ответственны за скачкообразную эжекцию плазмы из магнитосферы пульсара [2—4]. В [2, 3] не конкретизировалось, о какой именно неустойчивости идет речь, а в [4] анализировалась желобковая неустойчивость.

Напомним, что желобковая неустойчивость — это неустойчивость гидродинамического типа, обусловленная градиентом давления плазмы и кривизной силовых диний магнитного поля. Ранее эта неустойчивость исследовалась довольно подробно (см., например, главы 6, 8, 9 и часть ІІ книги [5] и указанную там литературу). Следует, однако, иметь в виду, что отмеченные здесь работы были ориентированы в основном на приложени и к лабораторным экспериментам с нерелятивистской плазмой. Нерелятивистская теория использовалась и в работе [4]. С другой сторны, по существующим представлениям [6, 7], пульсарная плазма является релятивистской. Поэтому для дальнейшего выяснения роли желобковой неустойчивости в проблеме пульсаров необходимо развитие релятивистской теории этой неустойчивости. Этой цели и служит настоящая работа.

При выводе дисперсионного уравнения для желобковой неустойчивости релятивистской плазмы будем следовать кинетическому подходу, а получающиеся конкретные результаты разъясним на языке гидродинамики.

Для простоты изложения ограничимся приближением продольнооднородного магнитного поля постоянной кривизны, а распределение частиц по импульсам будем считать изотропным. Кинетический подход к проблеме низкочастотных неустойчивостей плазмы в магнитном поле постоянной кривизны развивался вначале в работах [8, 9] (см. также [10]), а затем в [11].

2. Дисперсионное уравнение. Если плазма не слишком разрежена (или если поперечные волновые числа достаточно малы), то, как отмечалось в [12], при исследовании желобковой неустойчивости можно использовать приближение бесконечной проводимости плазмы вдоль силовых линий магнитного поля. Согласно [11], в этом приближении дисперсионное уравнение сводится к виду

$$\begin{vmatrix} \varepsilon_{11} - N^2 \cos^2 \theta & \varepsilon_{12} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} - N^2 \end{vmatrix} = 0. \tag{1}$$

Здесь $N^2=k^2c^2/\omega^2$ — квадрат показателя преломления, k, ω — полное волновое число и частота колебаний, $\cos\vartheta=k_{\parallel}/k$, k_{\parallel} — продольное волновое число $(k_{\parallel}\ll k)$, ε_{a3} — компоненты тензора диэлектрической проницаемости, модифицированного эффектами неоднородности плазмы и магнитного поля. Способ вычисления величин $\varepsilon_{a\beta}$ указан в [11], там же приведены выражения для этих величин в случае нерелятивистской плазмы. Действуя по 'аналогии с [11], находим, что в интересующем нас случае релятивистской плазмы и в пренебрежении дрейфовыми эффектами выражения для компонентов ε_{a3} , входящих в (1), имеют вид

$$\varepsilon_{11} = 1 - \frac{4\pi c^{2}}{B^{2}} \sum_{j} m \left\langle \frac{w_{\perp}^{2}}{2} \frac{\partial F}{\partial \gamma} - \frac{k_{y}^{2}}{k_{\perp}^{2}} \frac{c^{2}}{\omega^{2} R \gamma} \left(w_{\parallel}^{2} + \frac{w_{\perp}^{2}}{2} \right) \times \left[\frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\omega}{\omega - k_{\parallel}} v_{\parallel} \frac{1}{R \gamma} \left(w_{\parallel}^{2} + \frac{w_{\perp}^{2}}{2} \right) \frac{\partial F}{\partial \gamma} \right] \right\rangle,$$

$$\varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21} = -i \frac{2\pi k_{y} c^{4}}{B^{2} R \omega} \sum_{j} m \left\langle \frac{1}{\omega - k_{\parallel}} v_{\parallel} \frac{w_{\perp}^{2}}{\gamma^{2}} \left(w_{\parallel}^{2} + \frac{w_{\perp}^{2}}{2} \right) \frac{\partial F}{\partial \gamma} \right\rangle, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{22} = \frac{\pi k_{\perp}^2 c^4}{B^2_{\cdot 0}} \sum_{I} m \left\langle \frac{1}{\omega - k_{\perp} v_{\perp}} \frac{w_{\perp}^4}{\gamma^2} \frac{\partial F}{\partial \gamma} \right\rangle.$$

Здесь суммирование производится по сортам частиц, B — равновесное магнитное поле, R — радиус кривизны силовых линий, x — координата в направлении неоднородности плазмы, k_y — волновое число в направлении поперек магнитного поля и неоднородности плазмы, m — масса покоя частиц, $F = F(\gamma, x)$ — их равновесная функция распределения, нормированная условием $\langle F \rangle = n$, где n — плотность соответствующего сорта частиц.

$$\langle \cdots \rangle = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} \sin \varphi d\varphi \int_0^{\infty} (\cdots) w^2 dw,$$
 (3)

 $\varphi = \operatorname{arc} \operatorname{tg}(w_{\perp}/w_{\parallel}), \ w = (w_{\perp}^2 + w_{\perp}^2)^{1/2}, \ a$ остальные символы означают то же, что и в работе [1], а именно: $\gamma = (1 + w^2)^{1/2}$ — релятивистский фактор частиц, $w_{\parallel} = w_{\parallel} c/\gamma$ —продольная скорость частиц, $w_{\perp} = p_{\perp}/mc$, $w_{\parallel} = p_{\parallel}/mc$; p_{\parallel} , p_{\perp} — продольный импульс и модуль поперечного импульса частиц.

В дальнейшем будем считать функцию F максвелловской, так что (ср с [1, 13])

$$F = \frac{n\alpha}{K_2(\alpha)} \exp(-\alpha\gamma), \tag{4}$$

где $\alpha=mc^2/T$, T— температура плазмы, K_2 — функция Макдональда. Будем по отдельности рассматривать возмущения с $k_1=0$ (чисто желобковые) и с $\|\omega\| \ll k_1 v_1$ (косые волны). При $k_1=0$ и F вида (4) из (2) следует

$$\varepsilon_{11} = 1 + \frac{4\pi c^2}{B^2} \sum_{j} \left[w n \lambda_1 + \frac{2}{R} \left(\frac{k_y}{k_\perp \omega} \right)^2 \left(\frac{dP_j}{dx} - \frac{7}{2} \frac{P_j}{R} \lambda_2 \right) \right],$$

$$\varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21} = i \frac{12\pi c^2}{B^2} \frac{k_y}{\omega^2 R} \sum_{j} P_j \lambda_2,$$

$$\varepsilon_{22} = -\frac{8\pi c^2}{B^2} \frac{k_\perp^2}{\omega^2} \sum_{j} P_j \lambda_2.$$
(5)

Здесь $P_j = n_j T_j$ — равновесное давление j-го сорта частиц (у остальных величин, зависящих от сорта частиц, индекс j для простоты не пишем)

$$\lambda_1 = K_3(\alpha)/K_2(\alpha),$$

$$\lambda_2 = \frac{\alpha^3}{K_2(\alpha)} \int_{\alpha}^{\infty} \frac{K_3(t)}{t^3} dt,$$
(6)

 K_3 , как и K_2 — функция Макдональда. В другом предельном случае, т. е. при $|w| \ll k_1 v_1$, вместо (5) из (2), (4) имеем

$$\varepsilon_{11} = 1 + \frac{4\pi c^2}{B^2} \sum_{j} \left[mn_{1j} + \frac{2}{R} \left(\frac{k_{ij}}{k_{\perp}^{(i)}} \right)^2 \frac{dP_{ij}}{dx} \right]$$

$$\varepsilon_{12} = \varepsilon_{22} = 0. \tag{7}$$

Заметим, что член с h_1 в (5), (7) описывает поперечную инерцию плазмы, а члены с h_2 сжимаемость плазмы. Члены с h_2 в (7) отсутствуют. Это означает, что в косых возмущениях плазма ведет себя как несжимаемал жидкость вне зависимости от величины ее релятивистского фактора.

В предельном случае нерелятивистской плазмы (*>>> 1) из (6) получается

$$\lambda_1 = \lambda_2 = 1. \tag{8}$$

При этом формулы (5) находятся в соответствии с вычислениями работы [9], а также с гидродинамическим рассмотрением работы [14], если при таком рассмотрении полагается $\gamma_0 = 2$, где γ_0 — показатель аднабаты.

Если же плазма ультрарелятивистская ($\alpha \ll 1$), то

$$\lambda_1 = 4/2 = 47/mc^2, \quad \lambda_2 = 4/5.$$
 (9)

Линейный рост параметра r_1 с увеличением температуры соответствует релятивистскому увеличению эффективной массы частиц. Изменение же параметра r_2 от 1 в нерелятивистской плазме до 4/5 в ультрарелятивистской соответствует изменению показателя адиабаты от $r_0 = 2$ до $r_0 = 8/5$. Такой закон изменения r_0 имеет место только в случае поперечных движений бесстолкновительной плазмы. В случае столкновительной гидродинамики вместо этого мы имели бы $r_0 = 5/3$ в нерелятивистском приближении и $r_0 = 4/3$ в ультрарелятивистском пределе.

В соответствии с представлениями работы [7], ниже мы ограничимся рассмотрением электронно-позитронной плазмы. Температуры электронов и позитронов считаем равными. Тогда с помощью (1) и (5) получаем следующее выражение для квадрата частоты желобковых возмущений $(k_1 = 0)$

$$\omega^{2} = -\frac{2(k_{y}^{2}/k_{\perp}^{2})c^{2}}{\alpha R(\lambda_{1} + c_{\perp}^{2}/c^{2})}\left(x - \frac{\prime_{2}}{4R} \frac{14 + 5\lambda_{2}\beta}{1 + \lambda_{2}\beta}\right)$$
(10)

Здесь $x = d \ln P/dx$ — обратный характерный размер градиента давления плазмы, $c_A^2 = B^2/8\pi nm$ — квадрат скорости Альфвена, $\beta = 16\pi T/B^2$ — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля. Аналогично, из (1) и (7) имеем для косых волн с $|\omega| \ll k |v|$

$$\omega^{2} = -\frac{2c^{2}}{\alpha \left(h_{1} + c_{A}^{2} / c^{2} \right)} \left(\frac{x}{R} \frac{k_{y}^{2}}{k_{\perp}^{2}} - \frac{k_{\parallel}^{2}}{\beta} \right)$$
 (11)

Заметим, что слагаемое c_A^2/c^2 в знаменателях (10), (11) соответствует учету тока смещения. (Это слагаемое возникает благодаря тому, что мы удерживаем единицу в выражениях (5), (7) для ϵ_{19}). В нерелятивистском пределе ток смещения важен при известном условии $c_A^2/c^2 \gtrsim 1$ см. гл. 6 книги [5]), вытекающем также из приведенных выше формул. В ультрарелятивистском пределе, в соответствии с (9), ток смещения важен, если $\beta \lesssim 1$. Из (10), (11) ясно также, что ток смещения влияет на инкремент нарастания возмущений, но не на границы неустойчивости.

3. Границы неустойчивости.

а. Возмущения с $k_{\parallel}=0$. Из (10) следует, что [возмущения с $k_{\parallel}=0$ неустойчивы ($\omega^2<0$), если

$$\times R > \frac{\lambda_2}{4} \frac{14 + 5\lambda_2 \beta}{1 + \lambda_2 \beta} \tag{12}$$

В нерелятивистском пределе это означает]9, 14]

В ультрарелятивистском пределе вместо (13) имеем

$$xR > \frac{2(7+2\beta)}{5+4\beta}. (14)$$

Видно, что различие между (13) и (14) невелико. Это естественно, поскольку, как ясно из сказанного ранее, релятивистская модификация условия устойчивости связана лишь с изменением показателя адиабаты 70, а последний при переходе от нерелятивистского предела к релятивистскому меняется незначительно (от 2 до 8/5).

б. Возмущения $c \mid w \mid \ll k_\parallel v_\parallel$. Для косых возмущений из (11) вытекает условие неустойчивости

$$\beta \frac{\kappa}{R} > k_{\parallel}^2 k_{\perp}^2 / k_y^2. \tag{15}$$

Оно не зависит от релятивистского фактора и совпадает с условием не-11—1174 устойчивости, фигурирующим в нерелятивистской теории (ср. (15) с формулами (6.58), (6.59), (11.43) книги [5]).

Если $k_y \simeq k$, а все остальные пространственные размеры одного порядка величины, $x \simeq k \simeq 1/R$, то условие неустойчивости (15) качественно означает

$$\beta > 1. \tag{16}$$

Прилагая этот результат к проблеме пульсаров, можно заключить, что в замкнутой части магнитосферы пульсаров может устойчиво удерживаться плазма лишь с давлением, не слишком большим по сравнению с давлением магнитного поля, $\beta \lesssim 1$.

4. Инкременты нарастания возмущений. Если условия неустойчивости (12) и (15) выполнены с достаточно большим запасом, то, согласно (10), (11), возмущения должны нарастать со временем с инкрементом $\delta \equiv \text{Im}\,\omega_{\bullet}$ равным

$$\hat{c} = \left[\frac{2Tx}{mR(k_1 + c_A^2/c^2)} \right]^{1/2} \frac{|k_g|}{k_\perp}.$$
 (17)

Нерелятивистский предел этого выражения хорошо известен (см., например, гл. 6 книги [5]). В ультрарелятивистском пределе, представляющем наибольший интерес для теории пульсаров, из (17) следует

$$\delta = c \left(\frac{\kappa}{R} \frac{\beta}{1 + 2\beta} \right)^{12} \frac{|k_y|}{k_y}. \tag{18}$$

Для оценок можно принять $x\simeq 1/R$, $\beta\simeq 1$ (ср. с разделом 3). Полагая также $|k_y|\simeq k_{\rm L}$, получаем характерное значение инкремента

$$\delta \simeq c'_i R.$$
 (19)

Для периферийной области замкнутой части магнитосферы пульсара радиус кривизны R имеет порядок величины радиуса светового цилиндра, так что $R \simeq c/\Omega$, где Ω — угловая частота вращения пульсара. В этом случае из (19) следует

$$\dot{\epsilon} \simeq \Omega.$$
 (20)

Такая же оцечка величины инкремента нарастания возмущений фигурирует и в работе [4], хотя в [4] использовалось нерелятивистское приближение. Чтобы разъяснить такое совпадение оценок инкремента, обратимся к формуле (17), опустив в ней член, обязанный току смещения,

$$\delta = \left(\frac{2Tx}{mR\lambda_{1}}\right)^{1/2} \frac{|k_{y}|}{k_{\perp}} \tag{21}$$

Поскольку, согласно (9), в ультрарелятивистском пределе поперечная инерция плазмы пропорциональна температуре, $T \sim T$, то, несмотря на увеличение градиента давления плазмы, инкремент неустойчивости при $T \gg mc^2$ остается примерно таким же, как и при $T \sim mc^2$, т. е. на пределе применимости нерелятивистского приближения.

5. Обсуждение результатов. Из нашего рассмотрения качественно следует, что при любом релятивистском факторе частиц (в том числе при $T\gg mc^2$) давление плазмы, устойчиво удерживаемой в криволинейном магнитном поле, не может существенно превышать давление магнитного поля $3 \le 1$. Кстати, такое ограничение представляется разумным еще и потому, что вследствие неучитываемой нами анизотропии распределения частиц по импульсам, в плазме с $3 \ge 1$ должны были бы развиваться также анизотропные неустойчивости, препятствующие ее удержанию.

Указанное ограничение на давление плазмы возникает для косых возмущений, которые вследствие этого представляются более опасными, чем чисто желобковые возмущения.

Мы проследили зависимость инкремента желобковой неустойчивости от релятивистского фактора плазмы и показали, что в ультрарелятивистском пределе характерный инкремент оказывается примерно таким же, как и в слаборелятивистском случае.

Мы полагаем, что проведенный анализ будет полезен для дальнейшего развития теории скачкообразной эжекции плазмы из магнитосферы пульсаров.

Авторы благодарны В. В. Усову за стимулирующие дискуссии.

Институт прикладной математики Тбилисского государственного университета

THE FLUTE INSTABILITY OF THE RELATIVISTIC PLASMA

T. D. KALADZE, A. B. MIKHAILOVSKII

The theoretical study of the flute instability of the relativistic plasma is given which is of interest in the theory of jump ejection of particles from pulsars. The boundaries of instability are established and the growth rate of perturbations for the plasma with arbitrary relativistic factor is calculated. It is shown that for any relativistic factor (for $T \ge mc^2$ including), the pressure of the plasma, stable confined in the curved magnetic field cannot essentially exceed the magnetic field pressure ($\beta \le 1$). It is established that in the ultrarelativistic limit the characteristic growth rate of instability has the same order of magnitude as in the case of the weak relativistic plasma.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А. Б. Михайловский, Физика плазны, 6, 283, 1980.
- 2. J. D. Scargle, F. Pacini, Nature, Phys. Sci., 232, 144, 1971.
- 3. Л. М. Озерной, В. В. Усов, Астрон. ж., 50, 422, 1973.
- 4. Л. А. Пистильник. Астрон. ж., 54, 766, 1977.
- 5. А. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, т. 2, Атомиздат, М., 1971.
- 6. P. A. Sturrock. Ap. L. 164, 529, 1971.
- 7. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, Ap. J., 196, 51, 1975.
- 8. Л. В. Михайловская, А. Б. Михайловский, Ядерный синтез. 3, 113, 1963.
- 9. Л. В. Михайловская, А. Б. Михайловский, Ядеоный синтея, 3, 276, 1963.
- А. Б. Михайловский, Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, вып. 3, Атомиздат, М., стр. 141.
- 11. B. I. Meerson, A. B. Mikhailovskii, O. A. Pokhotelov, J. Plasma Phys., 19, 1177, 1977.
- 12. B. I. Meerson, A. B. Mikhailovskii, O. A. Pokhotelov, J. Plasma Phys., 20, 137, 1978.
- 13. A. B. Mikhailovskii, J. Plasma Phys., 21, 1979.
- 14. Б. Б. Каломисе. ЖЭТФ. 37, 1096, 1959.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

выпуск 4

УДК 523.85

СТРОЕНИЕ И КОЛЕБАНИЯ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПОЛИТРОП

К. А. СИДОРОВ
Поступнаа 24 октября 1980
Принята к печати 27 мая 1981

Пересмотрена теория возмущений первого порядка, построенная Чандрасекаром, с целью найти последовательность вращающихся политроп фиксированной массы. Оказалось, что величина n, при которой наступает динамическая неустойчивость, уменьшается вследствие вращения. Получена простая формула для частоты пульсационной моды вращающейся звезды. Найдено выражение функции $\psi_0(z)$ через функцию Эмдена $\theta(z)$.

1. Введение. Политропы являются одной из классических моделей звезд. Они постоянно привлекают внимание исследователей, поскольку предоставляют редкую возможность проводить аналитические исследования в достаточно общем виде. Кроме того, политропные модели оказываются в ряде случаев удовлетворительным приближением к реальным звездам. Все это предопределило большое внимание к теории вращающихся политроп.

Для медленного твердотельного вращения теория первого порядка по параметру вращения υ (см. ниже) была построена Чандрасекаром [1]. В дальнейшем мы будем придерживаться более поздней редакции втой теории [2]. Для политропного уравнения состояния

$$p = K e^{1+1/n} \tag{1}$$

уравнения Пуассона и гидростатического равновесия приводят к соотношению

$$\Delta\Theta\left(\xi,\,\,\mu\right)=-\,\,\theta^{\,n}\left(\xi,\,\,\mu\right)+\,\upsilon\,,\tag{2}$$

$$v = -\frac{\Omega^2}{2\pi G \rho_c} \tag{3}$$

$$\Theta^{n}(\xi, \mu) = \rho(r, \mu)/\rho_{c}, \qquad (4)$$

$$r = \left[\frac{(n+1)K}{4\pi G} e^{-i\omega_{1/n}} \right]^{1/2} \xi, \tag{5}$$

 ρ_c — центральная плотность конфигурации, Ω — угловая скорость вращения μ — синус широты, а остальные обозначения общеприняты. Решение уравнения (2), удовлетворяющее условиям

$$\Theta\left(0,\ \mu\right)=1,\tag{6}$$

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{z}} \right|_{\tilde{z}=0} = 0,$$
 (7)

ищется в виде [1, 2]

$$\Theta(\xi, \mu) = \theta(\xi) + v \left[\psi_0(\xi) + \sum_{l=1}^{\infty} A_l \psi_l(\xi) P_l(\mu) \right]. \tag{8}$$

Подставив разложение (8) в уравнение (2) и сохранив лишь линейные по v члены, Чандрасекар [1, 2] получил систему уравнений

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) = -\theta^n, \tag{9}$$

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\psi_0}{d\xi} \right) = -n\theta^{n-1} \psi_0 + 1, \tag{10}$$

$$\frac{1}{\xi^2} \left[\frac{d}{d\xi} \, \xi^2 \, \frac{d}{d\xi} - j \left(j + 1 \right) \right] \psi_j = -n \theta^{n-1} \, \psi_j, \quad (j > 1), \tag{11}$$

с начальными условиями

$$\theta(0) = 1, \quad \theta'(0) = 0,$$
 (12)

$$\psi_0(0) = \psi_0(0) = 0, \tag{13}$$

$$\psi_{j}(0) = \psi'_{j}(0) = 0 \quad (j \geqslant 1), \tag{14}$$

определяющую строение вращающейся политропы. Свойства этой системы подробно рассмотрел Ковец [3]. Нам остается лишь добавить, что решением уравнения (10) с начальными условиями (13) является функция

$$\psi_{0}(\xi) = \left[\theta(\xi) + \frac{n-1}{2}\theta'(\xi)\xi\right] \int_{0}^{\xi} \frac{n-1}{2}\theta(\zeta)\zeta^{3} + \frac{5-3n}{2}\int_{0}^{\xi} \eta^{2}\theta(\eta)d\eta \frac{d\eta}{d\eta} d\zeta.$$

$$\left[\zeta\theta(\zeta) + \frac{n-1}{2}\theta'(\zeta)\zeta^{2}\right]$$
(15)

Позднее в теории были учтены члены второго порядка [4—6]. Строение вращающихся политроп исследовалось также с помощью вариационного метода [7—10] и численно [11—14]. Все эти работы находятся в прекрасном согласии с теорией Чандрасекара (подробное обсуждение см. в [6]). Это согласие свидетельствует о том, что фигуры равновесия вращающихся политроп остаются сфероидами до весьма высоких скоростей вращения.

Однако, как следует из определения (4) и условия (6), последовательности вращающихся политроп, полученные Чандрасекаром [1, 2], являются последовательностями постоянной центральной плотности. Астрофизически интересно рассмотреть последовательности постоянной массы, тем более, что до сих пор не обращалось внимание на то, что утверждение о стабилизации вращением политроп индекса n=3 относится именно к последовательностям с фиксированной центральной плотностью. Видимо, с неустойчивостью политроп указанного индекса, а не с особенностями численной процедуры, как утверждает Клемент [14], связаны трудности построения фигур равновесия вращающихся политроп при $n \geq 3$.

В этой работе мы построим в линейном приближении последовательность фигур равновесия вращающихся политроп фиксированной массы. Для этого откажемся от традиционных единиц (3)—(5). Подходящая система единиц будет выбрана в следующем разделе и там же мы рассмотрим невращающиеся политропы в новой системе единиц. В разделе 3 будет построена последовательность вращающихся политроп постоянной массы. В разделе 4 кратко обсуждается влияние вращения на пульсации и устойчивость политроп.

2. Невращающиеся политропы. Поскольку мы собираемся рассматривать последовательности фигур равновесия с фиксированной массой, то при переходе к безразмерным переменным естественно за один из определяющих параметров выбрать массу конфигурации M. Разумеется, второй определяющий параметр — гравитационная постоянная G. Не столь важно, что мы выберем в качестве третьего определяющего параметра — радиус конфигурации R или постоянную K, так как существует соотношение [15]

$$K = \frac{(4\pi)^{1/n}}{n+1} G\left(\frac{M}{\mu_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} \left(\frac{R}{\xi_1}\right)^{\frac{3-n}{n}},\tag{16}$$

где \S — первый положительный корень функции Эмдена θ (\S) и

$$\mu_{1} = \int_{0}^{\xi_{1}} \theta^{n}(\xi) \, \xi^{2} d\xi = -\xi_{1}^{2} \theta'(\xi_{1}). \tag{17}$$

Мы будем использовать обе возможные системы определяющих параметров. Введем безразмерные переменные

$$\rho = y^n \left[\frac{(n+1)^3}{4\pi} \right]^{\frac{n}{n-3}} \left[\frac{K^3}{G^3 M^2} \right]^{\frac{n}{n-3}} = y^n \frac{\xi_1^3 \frac{1-n}{n-3}}{4\pi} \frac{M}{R^3}, \quad (18)$$

$$r = x \left[\frac{4\pi}{(n+1)^n} \right]^{\frac{1}{n-3}} \left[\frac{GM^{\frac{n-1}{n}}}{K} \right]^{\frac{n}{n-3}} = x \frac{\frac{n-1}{n-3}}{\xi_1} R, \tag{19}$$

где безразмерные сомножители введены для упрощения последующих выкладок. В этих переменных уравнения Пуассона, гидростатического равновесия и состояния (1) приводят к уравнению для невращающихся конфигураций

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dy}{dx} \right) = -y^n. \tag{20}$$

Одно начальное условие для функции y(x) очевидно

$$u'(0) = 0. (21)$$

Второе условие следовало бы находить из соотношения

$$M = 4\pi \int_{0}^{R} \rho r^2 dr. \tag{22}$$

Однако мы не будем решать для уравнения (20) задачу, определяемую указанными условиями, а рассмотрим задачу Коши с начальными условиями (21) и

$$y(0) = \lambda_0, \tag{23}$$

где 10— неопределенный пока параметр. Уравнение (20) совпадает с уравчением Эмдена (9). В силу гомологического преобразования [15], функция

$$y(x) = \lambda_0 \theta(\lambda_0^{\frac{n-1}{2}}x) \tag{24}$$

является решением уравнения (20) с начальными условиями (21) и (23). Очевидно, что

$$x = \lambda_0^{\frac{1-n}{2}} \xi, \tag{25}$$

и аналогичным соотношением связаны первый корень x_i функции y(x), определяющий радиус конфигурации, с первым корнем ξ_1 функции Эмдена $\theta(\xi)$

$$x_1 = \lambda_0^{\frac{1-n}{2}} \xi_1. \tag{26}$$

Чтобы функция (24) была решением исходной задачи (20)—(22), найдем λ_0 из соотношения (22). Легко получить, что

$$\lambda_0 = \mu_1 \tag{27}$$

Попутно отметим еще одно полезное соотношение

$$x_1^2 y'(x_1) = -1. (28)$$

Очевидно, что λ_0 является корнем n-ой степени из безразмерной центральной плотности. λ_0 и x_1 в функции n показаны на рис. 1. Видно, что эти величины терпят разрыв при n=3. Разрыв формальных характеристик не обязательно выражает физический разрыв. В данном случае такое поведение λ_0 и x_1 является следствием того, что при n=3 полная энергия политропы равняется нулю, а политропы с n>3 имеют положительную энергию и, следовательно, динамически неустойчивы [15].

3. Вращающиеся политропы. Согласно Чандрасекару [1, 16], уравнение гидростатического равновесия для вращающейся звезды имеет вид

$$(n+1) p = \varphi \left[\varphi + \frac{1}{2} \Omega^2 r^2 (1-\mu^2) - \varphi_0 \right], \qquad (29)$$

где ϕ — гравитационный потенциал, φ_0 — гравитационный потенциал на полюсе конфигурации. Введем безразмерные переменные Y(x, p) аналогично (18) и

$$\varphi = f \left[\frac{(n+1)^n}{4\pi} \right]^{\frac{1}{n-3}} \left[\frac{K^n}{G^3 M^2} \right]^{\frac{1}{n-3}} = f \xi_1 \mu_1^{\frac{1-n}{n-3}} \frac{GM}{R}, \tag{30}$$

$$Q^{2} = \frac{1}{2} \beta \left[\frac{(n+1)^{n}}{4\pi} \right]^{\frac{3}{n-3}} \left[\frac{K^{3n}}{G^{2n+3}M^{2n}} \right]^{\frac{1}{n-3}} = \frac{1}{2} \beta G \frac{M}{R^{3}} \xi_{1}^{3} \mu_{1}^{\frac{3}{n-3}}, \quad (31)$$

в которых уравнение гидростатического равновесия (29) принимает вид

$$f(x, \mu) = Y(x, \mu) - \frac{1}{6} \beta x^2 [1 - P_2(\mu)] - f_0.$$
 (32)

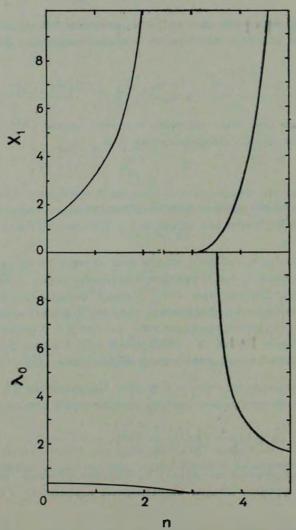


Рис. 1. Зависимость λ_0 и x_1 от n.

Для вращающейся звезды аналогом уравнения (20) является

$$\triangle Y(x, \mu) = -Y'(x, \mu) + \beta. \tag{33}$$

Если ограничиться возмущениями первого порядка по β, то начальные условия принимают вид

$$Y(0, \mu) = \lambda = \lambda_0 - \beta \lambda_1,$$
 (34)

$$\left. \frac{\partial Y}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \tag{35}$$

где λ_1 — неопределенный пока параметр. Следуя методу Чандрасекара [1, 2], будем искать решение уравнения (33) в виде

$$Y(x, \mu) = y(x) + \beta \left[z_0(x) + \sum_{j=1}^{\infty} A_j z_j(x) P_j(\mu) \right].$$
 (36)

Подставляя это выражение в (33) и сохраняя только линейные по β члены, получаем уравнение (20) с начальными условиями (21) и (23) и уравнения

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dz_0}{dx} \right) = -ny^{n-1} z_0 + 1 \tag{37}$$

$$\frac{1}{x^2}\frac{d}{dx}\left(x^2\frac{dz_j}{\partial x}\right) = \left[\frac{j(j+1)}{x^2} - ny^{n-1}\right]z_j, \quad j \geqslant 1, \tag{38}$$

с начальными условиями

$$z_0(0) = -\lambda_1, \quad z_0(0) = 0,$$
 (39)

$$z_{i}(0) = z'_{i}(0) = 0, \quad j \gg 1.$$
 (40)

Очевидно, что уравнения (38) с начальными условиями (40) совпадают с уравнениями (11) с начальными условиями (14), и, следовательно, их решения являются функциями Чандрасекара

$$z_j(x) = \psi_j(\xi), \quad j > 1. \tag{41}$$

Решение линейного неоднородного уравнения (37) с неоднородными начальными условиями (39) можно представить в виде суммы частного решения соответствующего однородного уравнения с неоднородными начальными условиями (39) и решения неоднородного уравнения (37) с однородными начальными условиями [17]. Таким частным решением соответствующего однородного уравнения с неоднородными начальными условиями (40) является функция

$$-\frac{\lambda_1}{\lambda_0}\left[y(x)+\frac{n-1}{2}xy'(x)\right].$$

(Заметим, кстати, что из аналогичного частного решения однородиого

уравнения, соответствующего (10), можно получить стандартными методами [17] решение (15)). Таким образом,

$$z_{0}(x) = -\frac{\lambda_{1}}{\lambda_{0}} \left[y(x) + \frac{n-1}{2} x y'(x) \right] + u_{0}(x), \tag{42}$$

где новая функция $u_0(x)$ удовлетворяет уравнению (37) с однородными начальными условиями. Используя свойства линейных уравнений [17] и соотношения (24) и (25), находим, что

$$u_0(x) = \lambda^{1-n} \psi_0(\xi).$$
 (43)

Поясним, как было найдено частное решение однородного уравнения. соответствующего уравнению (37). Соотношение (24) наводит на мысль попытаться найти решение уравнения (33) в виде

$$Y(x, \mu) = \lambda \theta \left(\lambda^{\frac{n-1}{2}} x\right) + \beta \left[u_0(x) + \sum_{j=1}^{\infty} A_j z_j(x) P_j(\mu)\right]. \tag{44}$$

где λ определяется соотношением (34), а уравнения для u_0 и z, были записаны ранее. Разложим первое слагаемое в правой части выражения (44) по β , сохранив только линейные члены. Тогда представление (44) окажегся эквивалентно представлению (36) только при условии (42). То, что первое слагаемое в правой части (42) и есть искомое решение, можно проверить непосредственно.

Теперь можно подставить разложение (36) с учетом (42) в выражение для внутреннего потенциала (32)

$$f^{\text{(int)}}(x, \mu) = y(x) + c_0 + \frac{3}{2} \left\{ u_0(x) - \frac{h_1}{h_0} \left[y(x) + \frac{n-1}{2} x y'(x) \right] + \sum_{j=1}^{\infty} A_j z_j(x) P_j(\mu) - \frac{1}{6} x^2 [1 - P_2(\mu)] + c_{1;0} \right\}, \tag{45}$$

где

$$f_0 = c_0 + \beta c_{1;0}. \tag{46}$$

Внешний потенциал представим в виде ряда по полиномам Лежандра

$$f^{(\text{ext})}(x, \mu) = \frac{k_0}{x} + \beta \sum_{l=0}^{\infty} \frac{k_{1;l}}{x^{l+1}} P_l(\mu). \tag{47}$$

Пусть уравнение границы конфигурации имеет вид

$$X(\mu) = x_1 + \beta \sum_{j=0}^{\infty} q_j P_j(\nu).$$
 (48)

Тогда условие

$$Y(X(\mu), \mu) = 0 \tag{49}$$

вместе с условиями непрерывности потенциала и его производных на границе конфигурации

$$f^{(int)}(X(\mu), \mu) = f^{(ext)}(X(\mu), \mu),$$
 (50)

$$\frac{\tilde{\sigma}f^{(\text{lat})}}{\sigma_X}(X(\mu), \ \mu) = \frac{\tilde{\sigma}f^{(\text{ext})}}{\sigma_X}(X(\mu), \ \mu)$$
 (51)

позволяет найти все неизвестные коаффициенты разложений

$$q_0 = \frac{h_1}{V_0} \frac{n-1}{2} x_1 - \frac{u_0(x_1)}{y'(x_1)}$$
 (52)

$$q_{j} = -A_{j} \frac{z_{j}(x_{1})}{y'(x_{1})}, \tag{53}$$

$$k_0 = -x_1^2 y'(x_1) = 1,$$
 (54)

$$c_0 = \frac{1}{x_1},\tag{55}$$

$$k_{1;0} = \frac{x_1^3}{3} - u_0'(x_1) x_1^2 + \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \frac{n-3}{2}, \tag{56}$$

$$c_{1;0} = \frac{x_1^2}{2} - \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \frac{1}{x_1} - u_0'(x_1) - u_0'(x_1) x_1, \tag{57}$$

$$A_2 = -\frac{5}{6} \frac{x_1^2}{z_2(x_1) x_1 + 3z_2(x_1)}; \qquad A_j = 0, \quad j \neq 2;$$
 (58)

$$k_{1;2} = \frac{x_1^5}{6} \frac{z_2^5(x_1) x_1 - 2z_2(x_1)}{z_2^5(x_1) x_1 + 3z_2(x_1)}; \quad k_{1;j} = 0, \quad j \neq 0, 2.$$
 (59)

Для вращающейся конфигурации соотношение (22) в переменных (18) и (19) имеет вид

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{1} \int_{0}^{X(\mu)} Y^{n}(x, \mu) x^{2} dx d\mu = 1.$$
 (60)

В нашем приближении внутренний интеграл можно разложить по В

$$\int_{0}^{X(\mu)} Y^{n}(x, \mu) x^{2} dx = \int_{0}^{1} Y^{n}(x, \mu) x^{2} dx + Y^{n}(x_{1}, \mu) x_{1}^{2} \beta \sum_{j=2}^{\infty} q_{j} P_{j}(\mu)$$
 (61)

$$Y^{n}(x_{1}, \mu) = y^{n}(x_{1}) + nz(x_{1}, \mu)\beta y^{n-1}(x_{1}) = 0.$$
 (62)

Таким образом, (60) принимает вид

$$\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}\int_{0}^{x_{1}}Y^{n}(x, \mu)x^{2}dxd\mu=1. \tag{63}$$

Это соотношение определяет $Y(x, \mu)$ в виде (36) и учесть (42) и (58).

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_0} = \frac{2}{3} \frac{3x_1^2 u_0(x_1) - x_1^3}{n - 3} \tag{64}$$

После подстановки (25), (27) и (43), имеем

$$\lambda_1 = \frac{2}{3} \mu_1^{\frac{5-3n}{n-3}} \frac{3\xi_1^2 \psi_0'(\xi_1) - \xi_1^3}{n-3}.$$
 (65)

Таким образом, мы нашли все функции и коэффициенты в разложении (36) и тем самым построили последовательность сфероидальных политропных фигур равновесия фиксированной массы. Теперь можно выразить в естественных единицах изменение центральной плотности конфигурации вследствие вращения

$$\frac{\delta \rho_c}{\rho_c} = v \frac{2n}{3-n} \frac{\epsilon_1/3 - \psi_0'(\epsilon_1)}{\theta'(\epsilon_1)} \tag{66}$$

Это соотношение было получено ранее Чандрасекаром [1, 2], и в этом смысле его подход эквивалентен предлагаемому подходу. Однако Чандрасекар ограничился лишь формулой (66) и не рассматривал последовательностей фигур равновесия постоянной массы, описываемых нашими формулами.

Мы не будем подробно обсуждать все свойства таких последовательностей, а остановамся только на вопросе о частоте радиальных колебаний вращающихся политроп.

4. Влияние вращения на частоту пульсаций. Влияние вращения на частоту пульсаций описывается хорошо известной формулой [2, 19, 20]

$$\sigma^2 = -(3\gamma - 4)\frac{W}{I} + \frac{2}{3}(5 - 3\gamma)\Omega^2, \tag{67}$$

где W— гравитационная энергия звезды, I— ее момент инерции относительно центра. Однако еще Каулинг и Невинг [20] указывали, что в этой формуле гравитационная энергия W и момент инерции I относится к воз-

мущенной вращением звезде и, следовательно, содержат члены порядка Ω^2 . Введем безразмерные переменные

$$\sigma^{2} = a \left[\frac{(n+1)^{n}}{4\pi} \right]^{\frac{3}{n-3}} \left[\frac{K^{3n}}{G^{2n+3}M^{2n}} \right]^{\frac{1}{n-3}} = \alpha \xi_{1}^{3} \mu_{1}^{\frac{1-n}{n-3}} G \frac{M}{R}, \quad (68)$$

$$W = w \left| \frac{(n+1)^n}{4\pi} \right|^{\frac{1}{n-3}} \left| \frac{K^n}{G^3 M^{5-n}} \right|^{\frac{1}{n-3}} = w \, \xi_1 \mu_1^{\frac{1-n}{n-3}} G \, \frac{M^2}{R^2}. \tag{69}$$

$$I = i \left[\frac{4\pi}{(n+1)^n} \right]^{\frac{2}{n-3}} \left[\frac{G^{2n} M^{3n-5}}{K^{2n}} \right]^{\frac{1}{n-3}} = i \frac{\frac{2^{\frac{n-1}{n-3}}}{n-3}}{\xi_1^2} MR^2.$$
 (70)

В этих переменных формула (67) принимает вид

$$\alpha = -(3\gamma - 4)\frac{w}{i} + \frac{1}{3}(5 - 3\gamma)\beta. \tag{71}$$

Величины, входящие в эту формулу, представим в виде

$$\alpha = \alpha_0 + \beta \alpha_1, \tag{72}$$

$$w = w_0 + \beta w_1, \tag{73}$$

$$i = i_0 + \beta i_1. \tag{74}$$

Тогда

$$\alpha_1 = -(3\gamma - 4) \frac{w_1 i_0 - i_1 w_0}{i_0^2} + \frac{5 - 3\gamma}{3}. \tag{75}$$

Опуская вычисления, техника которых подробно описана Чандрасекаром [2, 16], приведем окончательные выражения для i_0 , i_1 , w_0 и w_1 :

$$i_0 = \mu_1^{2\frac{1-n}{n-3}} \left(\xi_1^2 - \frac{6}{\mu_1} \int_0^{\xi_1} \theta \xi^2 d\xi \right), \tag{76}$$

$$i_1 = \frac{2\mu_1}{3-n} \left[\frac{11 \, n - 13}{15} \, \xi_1^5 + 2 \, (1-n) \, \xi_1^4 \, \psi_0'(\xi_1) + (3-n) \, \xi_1^3 \, \psi_0(\xi_1) \right] -$$

$$-3(3-n)\int_{0}^{\xi_{1}}\psi_{0}(\xi)\xi^{2}d\xi+(5n-7)\frac{3\psi_{0}(\xi_{1})\xi_{1}^{2}-\xi_{1}^{3}}{\psi_{1}}\int_{0}^{\xi_{1}}\theta\xi^{2}d\xi \bigg], \qquad (77)$$

$$w_0 = -\frac{3}{5-n} \frac{\frac{n-1}{n-3}}{\xi_1} \tag{78}$$

$$w_{1} = \frac{\frac{2}{\mu_{1}} \frac{1-n}{n-3}}{(3-n)(5-n)} \left[\frac{n(5-n)}{3} \xi_{1}^{2} + 3(3-n) \psi_{0}(\xi_{1}) + 3(1-n) \psi_{0}'(\xi_{1}) \xi_{1} + \frac{(n-3)(2n+5)}{\mu_{1}} \int_{0}^{\xi_{1}} \theta(\xi) \xi^{2} d\xi \right],$$
(79)

Величины, входящие в формулы (76)—(79), были вычислены Чандрасе-каром и Лебовицем [2]. На основании их расчетов была вычислена и затабулирована в табл. 1 величина $\frac{w_1 i_0 - i_1 w_0}{\hat{t}_0^2}$ для n=1.5, 2.0 и 3.5. Для

n=3 приведен главный член разложения в окрестности этого индекса. Как известно [15], для политроп

$$\gamma = 1 + \frac{1}{n} \tag{80}$$

Тогда оказывается, что α_1 стремится к конечному пределу при n, стремящемся к 3.0. Этот предел также приведен в табл. 1 вместе с соответствующими α_1 для n=1.5, 2.0, 3.5.

	Таблица 1			
	1.5	2.0	3.0	3.5
$\frac{w_1 l_0 - l_1 w_0}{l_0^2}$	1.3110	2.9428	$\frac{4.9983}{3-n}$	-11.996
α1	-1.3110	-1.3047	-1.3328	-1.3328

5. Заключительные замечания. Из табл. 1 видно, что вращение уменьшает частоту пульсаций звезды. Не является справедливым утверждение [2, 18, 21] о стабилизации вращением политропы индекса n=3.0, если мы рассматриваем конфигурации фиксированной массы. Динамическая неустойчивость вращающихся политроп втого индекса вполне понятна. Невращающиеся политропы с n=3.0 находятся в безразличном равновесии относительно малых возмущений. Вращение можно рассматривать как возмущение, действующее неограниченное время, т. е. растущее возмущение.

Интересно отметить, что в пределах $1.5 \le n \le 3.5$

$$a_1 = -\frac{4}{3} \tag{81}$$

с точностью не хуже 3%. Если принять это значение a_1 , то формула (67) принимает вид

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 - \frac{8}{3} \, \Omega^2. \tag{82}$$

Конфигурация является динамически неустойчивой, если $\sigma^2 < 0$. Отсюда вытекает верхний предел на частоту твердотельного вращения звезды, обусловленный динамической неустойчивостью

$$\Omega^2 \leqslant \frac{3}{8} \sigma_0^2 \tag{83}$$

или нижний предел на период вращения

$$P_{\rm rot} \geqslant \sqrt{\frac{8}{3}} P_{\rm pul} \approx 1.63 P_{\rm pul}.$$
 (84)

Полученное соотношение (84) хорошо соответствует утверждению [19], что предельный период вращения $P_{\rm rot}$ близок к периоду пульсации $P_{\rm pu}$ хотя и несколько превышает его.

С помощью формул (83) и (84) получим некоторые оценки. Строение белых карликов малой массы хорошо описывается политропами индекса n=1.5 с

$$K = \frac{9.91 \cdot 10^{12}}{\mu^{5/3}} \tag{85}$$

где μ_e — число протонных масс на электрон [15]. Тогда легко получить, что

$$\sigma_0^2 = 1.71 \cdot 10^{-2} \,\mu_*^5 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2 \,\mathrm{ce} \kappa^{-2}. \tag{86}$$

Периоды пульсаций, полученные по этой формуле при $\mu_e = 2$, находятся в хорошем согласии с периодами пульсации более реалистичных моделей [22]. Радиус белого карлика находится по формуле (16). Из соотношения (83) теперь можно получить следующую оценку для белых карликов:

$$v_{**} \leqslant 3.6 \cdot 10^3 \, \mu_*^{5/6} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{2/3} \, \text{km/c.}$$
 (87)

В заключение стоит отметить, что n=3.0 является особой точкой. Поэтому основной вклад в возмущение всех физических величин в окрестности этой точки будут вносит члены высших порядков. Исследование особой точки заслуживает отдельного рассмотрения. Вряд ли будет целесообразным построение теории высшего порядка: во-первых, в теории n-ого порядка не учитываются члены n+1-ого порядка, которые и могут играть основную роль; во-вторых, построение теории уже третьего порядка встретится с принципиальными трудностями в окрестности исследуемой точки [6]. Нельзя полагаться и на численные расчеты, так как сходимость численных методов в окрестности особой точки вызывает сомнения.

Вывод об уменьшении частоты нерациональных колебаний вращающейся звезды ранее был получен Дж. Джинсом [23] и А. Б. Северным [24]. На уменьшение частоты радиальных пульсаций вращающейся политропной звезды обращал внимание Клемент [25]. Тот же вывод для более реалистичных моделей звезд был получен в работе [26].

Автор выражает признательность В. Г. Горбацкому за постоянный интерес к работе, а также В. В. Иванову, В. Б. Ильину и А. Г. Крицуку за полезные дискуссии.

Ленинградский государственный университет

THE STRUCTURE AND THE OSCILLATIONS OF ROTATING POLYTROPES

K. A. SIDOROV

Chandrasekhar's first order theory of rotationally distorted polytropes was reconsidered with a view to construct the sequence of rotating polytropes with fixed mass. One finds that the value of n at which dynamical instability sets in is reduced from n=3 by rotation. The simple formula for the frequency of the pulsation mode of the rotating star was derived. The expression for $\psi_0(\xi)$ through $\theta(\xi)$ was found.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. S. Chandrasekhar, M. N., 93, 390, 1933.
- 2. S. Chandrasekhar, N. R. Lebouttz, Ap. J., 136, 1082, 1962.
- 3. A. Kovetz, Ap. J., 154, 999, 1968.
- 4. F. Occhionero, Mem. S. A. It., 38, 331, 1967.
- 5. S. P. S. Anand, Ap. J., 153, 135, 1968.
- 6. T. Aikawa, Science Rep. Tohoku Univ., Ser. I, 54, 13, 1971.
- 7. P. H. Roberts, Ap. J., 137, 1129, 1963.
- R. P. H. Roberts, Ap. J., 138, 809, 1963.

- 9. M. Hurley, P. H. Roberts, Ap. J., 140, 583, 1964.
- 10. M. Hurley, P. H. Roberts, Ap. J., Suppl. ser., 11, 95, 1964.
- 11. R. A. James, Ap. J., 140, 552, 1964.
- 12. J. P. Ostriker, J. W.-K. Mark, Ap. J., 151, 1075, 1968.
- 13. С. И. Блинников, Астрон. ж., 52, 243, 1975.
- 14. M. J. Clement, Ap. J., 194, 709, 1974.
- 15. С. Чандрасскар, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
- 16. S. Chandrasekhar, Ap. J., 134, 662, 1961.
- 17. Ф. Хартман, Обыкновенные дифференциальные уравнения, Мир. М., 1970.
- 18. P. Ledoux, C. L. Pekeris, Ap. J., 94, 124, 1941.
- В. Ф. Дьяченко, Я. Б. Зельдович, В. С. Имшенник, В. В. Палейчик, Астрофизика.
 4, 159, 1968.
- 20. T. G. Cowling, R. A. Newing, Ap. J., 109, 149, 1949.
- 21. N. R. Lebovitz, Ap. J., 160, 701, 1970.
- 22. Г. Воклер, в сб. «Белые карлики», Мир. М., 1975, стр. 226.
- 23. J. Jeans, Proc. Roy. Soc., A 199, 1, 1902.
- 24. А. Б. Северный, Изв. КрАО, 1, ч. 2, 1948.
- 25. M. J. Clement, Ap. J., 141, 210, 1965.
- 26. R. G. Deupree, Ap. J., 223, 982, 1978.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

выпуск 4

УДК 539.184

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ Nd I И Nd II. СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ Nd I

В. Н. ГОРШКОВ, В. А. КОМАРОВСКИЙ, А. Л. ОШЕРОВИЧ, Н. П. ПЕНКИН Поступила 13 января 1981

Многоканальным методом задержанных совпадений в пересекающихся атомном в электронном пучках измерены времена жизни 33 возбужденных уровней Nd I и 11 уровней Nd II. Полученные значения времен жизни возбужденных уровней Nd I были использованы для перевода в абсолютную шкалу чисел $f_{\rm оти.}$ 116 спектральных линий Nd I, измеренных ранее методом крюков.

Известно (например, [1]), что знание сил осцилляторов спектральных линий и времен жизни (τ) возбужденных состояний атомов и ионов необходимо для решения важнейших астрофизических задач. Эти сведения нужны также при создании лазеров, для совершенствования и контроля теоретических методов расчета атомных констант.

Все вышесказанное в полной мере относится к силам осцилляторов спектральных линий и к значениям величины $^{\circ}$ атомов и ионов редкоземельных элементов (РЗЭ) с достраивающейся 4f-оболочкой. В спектрах Солнца и других звезд наблюдаются интенсивные линии РЗЭ с достраивающейся 4f-оболочкой [2—8]. Генерация в лазерах, работающих на парах некоторых РЗЭ, получена на их ионных линиях [9, 10].

Первые работы по определению чисел f для ρ 39 появились только в шестидесятых годах. Начиная с 1967 г., в Физическом институте Ленинградского университета ведутся систематические измерения сил осцилляторов спектральных линий и времен жизни возбужденных уровней атомов и ионов ρ 39 с достраивающейся ϕ 4-оболочкой.

Обзорная работа, в которой приведены силы осцилляторов спектральных линий Nd I, Sm I, Eu I, Gd I, Dy I, Tm I и Yb I, а также времена

жизни возбужденных уровней Eu I, Yb I и Yb II, опубликована в 1976 г. [11]. В более поздних работах представлены результаты измерений чисел f и т для Tm I и Tm II [12, 13], Sm I [14, 15], Er I [16], Sm II и Eu II [17], Yb I и Yb II [18], Но I и Но II [19, 20], Dy I и Dy II [21]. Сводная таблица времен жизни возбужденных уровней атомов и ионов РЗЭ с достраивающейся 4f-оболочкой помещена в сборнике докладов на VI Интернациональной конференции по атомной физике [22].

Настоящая работа является продолжением систематических измерений чисел f и татомов и нонов РЗЭ с достранвающейся 4f-оболочкой. Она посвящена измерению времен жизни возбужденных уровней Nd I и Nd II и получению с их помощью сил осцилляторов спектральных диний Nd I. Heобходимость таких измерений вызвана тем обстоятельством, что кроме монографии Корлисса и Бозмана [23], в которой приведены значения gf и gA для Nd I и Nd II, имеется всего одна работа [24], в которой методом крюков определены относительные значения чисел f для 116 спектральных линий поглошения Nd I, расположенных в области 5900— 4200 А. При этом следует отметить, что результаты Корлисса и Бозмана часто расходятся в несколько раз с имеющимися достоверными данными [11]. Времена жизни 4 уровней Nd II были впервые измерены методом "пучок-пленка" в работе [25]. Измерив относительные вероятности всех известных переходов с 9 уровней Nd II, принадлежащих мультиплетным термам $4f^4(^5I)6p^6K^\circ$ и $4f^4(^5I)6p^6I^\circ$, и используя значения для четырех уровней, измеренных в работе [25], в [26] определены абсолютные вероятности переходов 60 спектральных линий Nd II. При этом предполагалось, что в исследуемых мультиплетах атомы распределены равновесно при известной температуре. Полученные вероятности переходов позволили авторам [26] определить времена жизни 5 уровней Nd II. В работах [25, 26] полученные времена жизни были использованы для определения концентрации неодима в фотосфере Солнца и метеоритах.

В настоящей работе многоканальным методом задержанных совпадений в пересекающихся атомном и электронном пучках были измерены времена жизни 33 возбужденных уровней Nd I, расположенных в области энергий 17700-25700 см $^{-1}$ и 11 уровней Nd II, принадлежащих к мультиплетным термам $4f^4(^5I)$ 6 p^6 K° и $4f^4(^5I)$ 6 p^6I° , переходы с которых на уровни основного $4f^4$ 6 s^0I терма дают наиболее сильные линии. Измерения проводились с помощью экспериментальной установки, подробно описанной в работах [27, 28].

В наших экспериментах измерения времен жизни возбужденных уровней производились по спектральным линиям, оканчивающимся на уровнях, принадлежащих основным термам Nd I и Nd II, поэтому необходимо было изучить влияние пленения излучения на измеряемые времена жизни. С

λ (Α)	Переход (см-1)	Конфигурация верхнего уровня	Терм	J	1 (HC)
5620.54	0—17787	4f3(4F*)5d6s2	5H°	3	78±6
5675.92	1128-18741	$4f^3(^4F^\circ)5d6s^2$	5H1	4	85 ± 7
5103.13	0-19590			4	220 <u>±</u> 30
5074.49	0-19700			5	300±25
5056.85	0—19770			4	130 ± 3
5729.29	2367-19816	$4f^{3}(^{4}F)5d6s^{2}$	5H°	5	91±3
4954.78	0-20177	, , ,		5	34±3
4924.53	0-20301	4f46s6p	5K°	5	11±1
4910.05	0-20361	4f46s6p	5/2	4	86 <u>±</u> 3
5149.55]	1128-20542	1		5	
4866.74	0-20542				79 ± 5
5040.17	1128 - 20963	120		5	164±11
5029.42	1128-21005	4f46s6p	5/2	5	98±8
4719.02	0-21184	, ,		4	30±3.5
4690.35	0-21314			4	71 ± 8
4944.83	1128-21346			6	
4683,45	021346				23+3
4652.39	0-21488			4	114 ± 7
4896.93	1128-21543	4/56s6p	5K°	6	17 ± 1
-4637.20	0-21559	, ,		5	64±4
4634.24	0-21572	4f46s6p	5H2	3	12 ± 1
4836.62	1128-21797	, i		6	85 <u>±</u> 3
4806.62	1128-21927			4	88 ± 2
4542.06	0-22010			4	98 ± 5
4497.40	0-22229			3	180±20
4731.77	1128-22256			5	36 ± 3
4706.95	1128 - 22367			5	45 ± 3
4444.99	0-22491			3	84 ± 7
4654.73	1128-22606		1 1	5	46±2
4567.61	1128-23016			4	
4343.50	0-23016				88±12
4779.46	2367—23283			6	34±3
4256 · 47	0-23487			3	102 ± 7
4456.13	1128—23562		111	4	90±3
4621.94	2367—23996			6	20±1.5
4891.07	3682-24121	4f46s6p	5K°	8	14.5±0.5
4883.81	5048-25518	4f46s6p	5 K°	9	11±1
4749.75	3682-24730			7	37 ± 4
4586.62	3682—25478			6	24±3
4311.25	2367—25555			5	55 <u>±</u> 2
4548.24	3682-25662			6	54±2

этой целью для двух наиболее сильных линий Nd I (λ = 4924 и 4634 A) проводились измерения τ при различных температурах источника атомного пучка. Было обнаружено, что при изменении концентрации атомов в пучке почти на два порядка значения τ исследуемых уровней в пределах ошибок измерений оставались постоянными, что указывало на малую роль пленения излучения.

В табл. 1 приведены измеренные нами времена жизни возбужденных уровней Nd I. Часть исследованных уровней принадлежит конфигурациям $4f^46s6p$ и $4f^35d6s^2$. Для большинства остальных уровней принадлежность к электронным конфигурациям в настоящее время неизвестна. Уровни 20542, 21346 и 23016 см $^{-1}$ исследовались по двум переходам. Соответствующие длины воли отмечены в таблице фигурными скобками.

Времена жизни возбужденных уровней Nd I, полученные в настоящей работе, были использованы для перевода в абсолютную шкалу относительных значений сил осцилляторов спектральных линий атома неодима, измеренных методом крюков в работе [24]. При этом учитывались другие переходы с исследуемого уровня на уровни основного $4f^46s^{2.5}$ I-терма, для которых в работе [24] были измерены числа $f_{\text{отн.}}$.

В таба. 2 приведены силы осциаляторов 116 спектральных линий поглощения Nd I, полученные в результате перевода относительных чисел \tilde{I} в абсолютную шкалу. Все эти линии возникают при переходах с различных уровней основного $4f^46s^2$ \tilde{I} -состояния атома в возбужденные.

Измеренные в настоящей работе времена жизни 5 уровней терма $4f^4(5I)6p^6K^0$ и 6 уровней терма $4f^1(5I)6p^6I^0$ Nd II приведены в четвертом столбце табл. 3. В пятом столбце для сравнения помещены значения τ , измеренные в работе [25] методом "пучок—пленка". В последнем столбце табл. 3 приведены времена жизни, рассчитанные с учетом значений вероятностей переходов [26]. Как видно из этой таблицы, наши данные хорошо согласуются с результатами измерений работы [25]. Однако для уровней $4f^4(5I)6p^6I^0$ 11/2, 15/2, 17/2 наблю даются значительные расхождения с результатами работы [26]. Они по-видимому, связаны с тем, что в этой работе систематически завышены значения вероятностей переходов для спектральных линий, возникающих с уровней мультиплетного терма $4f^4(5I)6p^6I^0$.

В заключение следует отметить, что в исследованных нами термах $4f^3(4F^\circ)5d6s^2{}^5H^\circ$, $4f^4(5f)6p^5K^\circ$ Nd I и $4f^1(5f)6p^6K^\circ$, $4f^4(5f)6p^6f^\circ$ Nd II времена жизни уровней одного терма данной электронной конфигурации имеют близкие значения. Это обстоятельство очень важно для оценки величины τ тех уровней, измерение времен жизни которых по каким-либо причинам представляется затруднительным.

Погрешность наших измерений времен жизни возбужденных уровней Nd I и Nd II, приведенная в табл. 1 и 3, соответствует довери-

Таблица 2

СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ Nd I

Переход (см=1) $f \times 10^2$ λ (A) Переход (cм-1) $f < 10^2$ A (A) 1 1 2 2 3 3 1.3 5048 - 2514113 5887.91 0 - 169794975.50 0 - 170320.71 4969.75 2357 - 224825.1 5869.62 1.0 5048-25190 10 5839.09 1128-182+9 4963.33 2.0 0 - 2017713 3682 - 208394954.78 5826.74 3.0 5788.22 5048-22320 6.5 4952.46 1128-21314 20 5784.96 2367-19648 1.1 4944.83 1128 - 213452.2 0-20301 40 5776.12 1128-18436 4924.53 0.50 0 - 203613.4 5772.15 0 - 173194910.05 0 - 173871.2 4896.93 1128-21543 25 5749.66 5.1 4893.23 1128-21559 3.9 5726.29 2367-19816 5675.97 1128-18741 4.3 4891.07 3682 - 24121**2**9 5669.77 3682 - 21314 5.0 4885.01 5048 - 2551310 4.2 5048-25518 35 9 - 177874883.81 5620.54 0 - 204781.2 U-17977 1.3 4881.70 5561.17 0.75 4879.79 3682-24168 10 5529,07 1128-19209 5377.79 0 - 185891.9 4875.73 2367 22870 1.5 3682 - 242133.9 1.0 4869.27 5349.58 1128 - 198164866.74 0 - 205423.9 1.5 0 - 187325336.81 0.75 2367 - 22938 4.8 5334.33 0 - 187414859.58 2.2 4855.31 1128 - 217182.8 1128-19994 5298.88 2.8 2.4 1128 - 217275284.33 1128 - 200464853.33 1.9 1128-21797 3.0 4836.62 5204.38 0 - 192092367-23040 3.6 5199.72 0 - 192261.7 4835.66 1.9 4806,62 1128-21927 2.9 5198.07 1122 - 203610 - 208590.77 3.0 4792.62 1128-20542 5149.55 1128 - 220101.0 4787.40 5103.11 0 - 195903.4 1.4 4779,46 2367 -- 23283 8.8 5074.52 0 - 197001129-22049 1.3 4778.40 5071.87 1128-20839 3.0 2.0 4.0 4772.26 1128 - 220762367 - 221235060.94 5.2 2367 - 233245056.89 0 - 197702.9 4770.20 4760.45 1128-22129 1.9 3682-23474 5.3 5051,06 0 - 210050.84 2.4 4159.34 5040.20 1128-20963 0.90 4758.50 0 - 210093.5 5029.45 1128 - 210056.7 9.5 4755.85 3682-24703 5027.15 5048-24925 3682 -- 24730 9.0 2367 - 223034.0 4749.75 5014.55 1128-22256 8.6 4731.77 2367-22406 7.2 4988.64 2.9 2367-23517 4726,55 4982.89 3682 - 237444.5

Таблица 2 (окончанив)

Таблица 3

1	2	3	1	2	3
4719.02	0-21184	11	4586.62	3682 – 25478	11
4713.04	2367—23578	2.5	4567.34	1128 - 23016	1.9
4706.96	1128—22367	7.4	4560.42	1128-23049	2.4
4696.44	3682-24968	7.0	4548.24	3682—25662	5.0
4690.35	0-21314	4.2	4542.06	0-22010	2.4
4583.45	0-21346	17	4529.94	3682-25750	6.7
4675.52	3682 - 25064	3.0	4527.25	5048-27131	9.0
4673.97	2367—23756	2.8	4501.95	3682 - 25887	3.5
4671.10	1128 -22530	2.6	4497.40	0-22228	1.3
4654.73	1128-22606	7.0	4481.90	1128-23434	2.8
4652.39	0-21488	1.7	4480.97	1128-23438	4.5
4646.40	368225197	7.5	4477.88	5048 - 27374	10
4644.96	2367—23889	1.9	4475.84	2367 — 24703	1.7
4639.14	1128-22678	3.2	4456.13	1128-23562	2.8
4637.20	0-21559	1.4	4444.99	0-22491	2.4
4634.24	0-21572	21	4402.46	2367 — 25074	2.3
4627.98	2367 - 23968	5.6	4343.50	0-23016	1.8
4626.50	1128-22737	2.4	4311.25	2367-25555	3.4
4624.21	2567 - 23985	1.9	4305.81	0-23217	0.73
4621.94	2367—23996	18	4258.11	1128—24605	0.78
4594.68	2367 -24124	5.2	4256.47	0-23487	1.8

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ Nd II
ТЕРМ 4/4 (3/1) 6p % К°

		op K		-
[[[]]] [] [] [] [] [] [] []		2 (HC)		
Heberof (cm-,)	J	н. р.	[25]	[26]
0-23230	9/2	13±:2	13±3	
1470-25524	13/2	12±1		10.7
2585—26913	15/2	13±2		10.3
3802 - 28419	17/2	12+2	13 ± 3	
508530002	19/2	10±1.5		
TE	PM 4/4 (5/)	' 6 <i>p ⁶I</i>		
0-25045	7/2	14±3		
0-25877	9/2	13-2	10+3	
1470-26772	11/2	17 ± 2		7.6
3067-27744	13/2	10±1		7.0
2585—28856	15/2	20 ± 5		9.7
5086—30247	17/2	19±2		9.6
	Переход (см ⁻¹) 0-23230 1470-25524 2585-26913 3802-28419 5086-30002 ТЕ 0-25045 0-25877 1470-26772 3067-27744 2585-28856	Переход (см ⁻¹)		Переход (см-1) О-23230 1470-25524 13/2 15/2 13±2 13±3 1470-25524 15/2 13±2 13±3 15/2 13±2 13±3 15/2 13±2 13±3 15/2 13±3 15/2 10±1.5 ТЕРМ 4f ⁴ (³f) 6p °f' О-25045 О-25877 1470-26772 11/2 11/2 17±2 3067-27744 13/2 15/2 10±1 15/2 10±1

тельной вероятности 0.95. Коэффициенты вариации чисел f спектральных линий Nd I (табл. 2) зависят от погрешности измерений относительных чисел f и ошибок измерений времен жизни возбужденных уровней. Суммарная максимальная ошибка не превышает $25~^{\circ}$ /₀.

Ленинградский государственный университет

LIFETIMES OF THE EXCITED LEVELS Nd I AND Nd II. OSCILLATOR STRENGTHS OF SPECTRAL LINES Nd I.

V. N. GORSHKOV, V. A. KOMAROVSKII, A. L. OSHEROVICH, N. P. PENKIN

Lifetimes of the 33 excited levels Nd I and 11 levels Nd II have been measured using a method of delayed coincidence. These values of lifetimes of levels Nd I were used in order to transfer to the absolute scale $f_{\rm rel}$ for 116 spectral lines Nd I measured before by the hook method.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. E. Biemont, N. Grevesse, Phys. Scripta, 16, 39, 1977.
- 2. О. А. Мельников, Доклады и сообщения на совещании, посвященном измерению и вычислению сил осцилляторов в спектрах атомов, Ленинград, 1959.
- 3. N. Grevesse, G. Blanguet, Solar Physics, 8, 5, 1969.
- 4. O. Engvold, O. Hange, Nucl. Instr. Math., 90, 351, 1970.
- 5. L. Molnar, Astron. Astrophys., 20, 69, 1972.
- 6. B. E. J. Pagel, Space Sci. Rev., 15, 1, 1973.
- 7. A. G. W. Cameron, Space Sci. Rev., 15, 121, 1973.
- 8. Н. Н. Степанян, З. А. Щербакова, Изв. Крымской обс., 58, 3, 1978.
- 9. В. М. Климкин, Кандидатская диссертация, Томск, 1973.
- 10. П. А. Бохан, В. М. Климкин, В. П. Прокольсь, Квантовая электроника, 1, 1365, 1964.
- 11. Н. П. Пенкин, В. А. Комаровский, J. Q. S. R. T., 16, 217, 1976.
- 12. К. Б. Благоев, В. А. Комаровский, Н. П. Пенкин, Оптика и спектроскопия, 40, 622. 1976.
- К. Б. Благоев, В. А. Комаровский, Н. П. Пенкин, Оптика и спектроскопия, 44, 224, 1978.
- 14. К. Б. Благоев, В. А. Комаровский, Оптика и спектроскопия, 42, 407, 1977.
- 15. К. Б. Благоев, В. А. Комаровский, Н. П. Пенкин, Оптика и спектроскопия, 42, 424, 1977
- 16. К. Б. Благосв, В. А. Комаровский, Оптика и спектроскопия, 42, 594, 1977.
- К. Б. Благосв, М. Л. Бурштейн, Я. Ф. Веролайнен, В. А. Комаровский, А. Л. Ошерович, Н. П. Пенкин, Оптика и спектроскопия, 44, 32, 1978.
- К. Б. Благоев, В. А. Комаровский, Н. П. Пенкин, Оптика и спектроскопия, 45, 1024.
 1978.
- К. Б. Благоев, А. К. Валтер, В. А. Комаровский, Оптика и спектроскопия, 45, 1198, 1978.

- 20. В. Н. Горшков, В. А. Комаровский, Оптика и спектроскопия, 47, 631, 1979.
- В. Н. Горшков, В. А. Комаровский, А. Л. Ошерович, Н. П. Пенкин, Р. Хэффэрлин, Сптика и спектроскопия, 48, 657, 1980.
- N. P. Penkin, 6-th International Conference on Atomic Physics Proceedings, Riga, 1978.
- Ч. Корлисс, У. Бозман, Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов, 1968.
- 24. Н. П. Пенкин, Б. А. Комаровский, Оптика и спектроскопия, 35, 8, 1973.
- 25. T. Andersen, O. Poulsen, P. S. Ramanujam, Potraktev Petkov, Solar Physics, 44, 257, 1975.
- 26. R. S. Maier, W. Whaling, J. Q. S. R. T., 18, 501, 1977.
- 27. А. Л. Ошерович, М. Л. Бурштейн, Я. Ф. Веролайнен, А. Я. Николаич, ПТЭ, № 6, 210, 1975.
- 28. А. Л. Ошерович, А. Я. Николаич, Оптика и спектроскопия, 46, 639, 1979.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

ВЫПУСК 4

УДК 523.745

К ВОПРОСУ О КОСМИЧЕСКОМ ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ НА ЧАСТИЦАХ ПЫЛИ

Ф. А. АГАРОНЯН, А. С. АМБАРЦУМЯН Поступила 9 марта 1981 Принята к печати 10 июня 1981

Обсуждается возможный вклад рентгеновского переходного излучения (РПИ), образуемого на частицах пыли, в космическое рентгеновское излучение. Показано, что в области энергий $\omega \lesssim 5$ къВ интенсивность РПИ может существенно превосходить интенсивность тормозного излучения. Вклад РПИ в диффузный рентгеновский фон и п излучение от компактных рентгеновских источников незначителен. Получениые оценки показывают, что расчетная интенсивность РПИ от протяженных объектов, таких как гигантские молекулярные облака в Галактике, сравнима с наблюдаемой.

1. Введение. После рождения рентгеновской астрономии, наряду с внеатмосферными наблюдениями начались интенсивные теоретические исследования с целью выяснения природы космического рентгеновского излучения. Среди возможных механизмов генерации обсуждалось также рентгеновское переходное излучение (РПИ) на частицах космической пыли (см. [1] и приведенную там литературу).

В большинстве этих работ изучался возможный вклад РПИ в диффузное рентгеновское излучение, причем в некоторых из них утверждалось, что этот вклад может оказаться существенным, если не определяющим. Однако полученное при этом большое значение интенсивности потока фотонов из-за РПИ достигалось за счет весьма спорных предположений о плотности как релятивистских электронов, так и космической пыли в межгалактическом пространстве. Между тем, как показано ниже, вклад РПИ в рентгеновский диффузный фон незначителен ($\lesssim 10^{-1}$).

В то же время попытки объяснить рентгеновское излучение от ярких компактных источников, как галактического, так и внегалактического про-

исхождения, с помощью РПИ, встречают серьезные трудности, характерные, вообще говоря, для всех нетепловых процессов.

Роль нетепловых процессов, в том числе и РПИ, возрастает в болес «спокойных» областях, как, например, в гигантских комплексах молекулярных облаков. Поскольку интенсивность, генерируемая в процессе РПИ, пропорциональна как плотности релятивистских электронов, так и плотности пыли, то, зная эти параметры, а также размеры области генерации, можно оценить ожидаемые потоки рентгеновского излучения. С другой стороны, если удастся показать, что излучение от того или иного объекта обусловлено РПИ, то можно судить о распределении и плотности пыли в данном объекте. Если же такой уверенности нет, то можно установить верхний предел на произведение плотностей пыли и релятивистских электронов. В любом случае такой подход может оказаться (наряду с другими традиционными методами) полезным для изучения свойств космической пыли и тесно связанными с ней вопросами динамики и эволюции плотных газовых облаков, звездообразования и т. д.

Такая возможность из-за интенсивного диффузного рентгеновского излучения до последнего времени отсутствовала. Однако после запуска специализированного рентгеновского спутника «Эйнштейн», с высоким угловым разрешением и чувствителньостью, проведние такого анализа стансвится реальным. Ниже мы иллюстрируем эту возможность на двух примерах: в случае радиогалактики Центавр-А и массивных молекулярных облаков в Галактике.

2. Функция генерации РПИ. Рентгеновское переходное излучение, образуемое при взаимодействии ультрарелятивистских заряженных частиц с макроскопическими сферическими объектами (в частности, с частицами космической пыли) наиболее подробно рассматривалось в работе [1]. В работе [2] были получены уточненные выражения для сечения образсвания РПИ на таких объектах, которые используются ниже.

Как известно [2], сечение РПИ зависит от параметра $Q=\omega r/c$, где ω — частота испускаемого фотона, r — размер объекта. В области значений $1 \ll Q \ll \gamma$ (γ — лоренц-фактор падающей частицы) сечение РПИ можно записать в виде:

$$\frac{d^{2}_{nu}}{d^{2}} = \frac{2\omega_{0}^{4}r^{4}}{137\omega^{3}c^{2}} \ln \frac{\gamma^{2}}{Q},$$
 (1)

а для $\gamma \ll Q \ll \gamma^2$

$$\frac{d^{3}_{nn}}{d\omega} = \frac{2\omega_{0}^{4}r^{4}}{137\omega^{3}c^{2}} \left[\ln \frac{\gamma^{2}}{Q} + \frac{Q}{\gamma^{2}} - 1 \right], \tag{2}$$

где $\omega_0^2 = 4\pi N e^2/m$ — плазменная частота среды (N — плотность электронов объекта).

Если в качестве релятивистских частиц рассматривать электроны с некоторым энергетическим распределением $f(\gamma)$, то количество испускаемых фотонов РПИ в единичном интервале частот вблизи ω , в 1 см³ за 1 с (функция генерации) равно:

$$\frac{dq}{d\omega} = N_n c \int \frac{d^3}{d\omega} f(\gamma) d\gamma, \qquad (3)$$

где N_n — концентрация частиц космической пыли.

В дальнейшем мы будем рассматривать степенные спектры электронов:

$$f(\gamma) = K \times \begin{cases} \text{const, } \gamma < \gamma_0 \\ \gamma^{-\alpha_1}, & \gamma_0 < \gamma < \gamma_1 \\ \gamma^{-\alpha_2}, & \gamma_1 < \gamma. \end{cases}$$
 (4)

Нормировочный коэффициент K определяется таким образом, чтобы энергетическая плотность электронов w, равнялась:

$$w_e = \left[\int f(\gamma) \gamma \, d\gamma \right] mc^2 = 1 \text{ apr/cm}^3. \tag{5}$$

Функция генерации вычислялась для различных значений параметров спектра (4) (α_1 , α_2 , γ_0 , γ_1) и размеров пыли при $N_n=1$ частиц/см³.

При прохождении релятивистских электронов через вещество рентгеновские фотоны генерируются также и в процессе тормозного излучения. Сечение тормозного излучения определяется хорошо известной формулой Бете—Гайтлера. Однако при рассмотрении процесса в конденсированной среде необходимо учитывать влияние поляризации среды, с учетом которого сечение образования тормозного излучения для пыли имеет вид [3]

$$\frac{d\sigma_{\tau s}}{d\omega} = \frac{4Z^2 r_{\epsilon}^2}{137 \,\omega} \frac{\left(\frac{\omega}{\gamma m_{\epsilon} c^2}\right) + \frac{4}{3} \left(1 - \frac{\omega}{\gamma m_{\epsilon} c^2}\right)}{1 + \frac{\omega_{rp}^2}{\omega^2}} \ln \left[183 \, Z^{1/3} \left(1 + \frac{\omega_{rp}^2}{\omega^2}\right)\right], \quad (6)$$

где Z — атомный номср вещества, r_e и m_e — классический радиус и масса электрона, $\omega_{\rm rp}=\omega_0\gamma$.

Отметим, что эффект поляризации приводит к подавлению тормозного излучения в области низких частот ($\omega \leqslant \omega_{rp}$). Например при $\tau = 500$ и $\omega_0 = 20$ эВ получаем, что $\omega_{rp} = 10$ кэВ. Это значение попадает в интересующую нас область частот и, следовательно, при сравнении вкладов тормозного излучения и РПИ этот эффект необходимо учитывать.

На рисунках приведены функции генерации РПИ и тормозного излучения для различных значений параметров спектра (4). Расчеты проводи-

лись для частиц пыли в предположении, что они состоят преимущественно из углерода, имеют плотность 1 г/см³ и размер $r=10^{-6}\,$ см, и для двух типов спектров электронов: с «обрезанием» спектра при низких энергиях (const = 0, рис. 1) и без «обрезания» (рис. 2). Как видно из рисунков, в

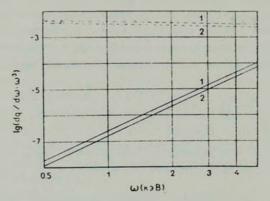


Рис. 1. Функции генерации РПИ — пунктирные кривые — и тормозного излучения— сплошные кривые — для спектра электронов (4) с «обрезанием» и параметрами: $\gamma_0 = 2 \cdot 10^3$, $\gamma_1 = 2 \cdot 10^3$; $1 - \alpha_1 = \alpha_2 = 3$; $2 - \alpha_1 = 1.6$, $\alpha_2 = 2.6$.

области частот $\omega \leqslant 5$ кәB вклад РПИ является доминирующим. Поэтому мы в дальнейшем ограничиваемся областью частот (0.5 $\lesssim \omega \lesssim$ 5) кэB.

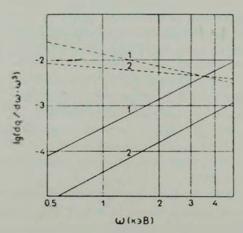


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для спектра электронов без «обрезания»: $\gamma_0=10$ $\gamma_1=2\cdot 10^3$.

Отметим, что именно эта область энергий изучалась с помощью детекторов на спутнике «Эйнштейн».

Разница вкладов РПИ и тормозного излучения становится особенно заметной в случае электронного спектра с «обрезанием» (рис. 1). Это объясняется отсутствием низкоэнергичных электронов, которые вносят вклад в тормозное излучение, в отличие от РПИ.

Таблица 1

Спектр	r					
электронов	5·10 ⁻⁷ cm	10 ⁻⁶ cm	5·10 ⁻⁶ cm	10 ⁻⁵ cm		
а	$1.55 \cdot 10^{-12} \\ 2.44 \cdot 10^{-14}$	2.02·10 ⁻¹¹ 1.95·10 ⁻¹³	$\begin{array}{c} 7.29 \cdot 10^{-9} \\ 2.44 \cdot 10^{-11} \end{array}$	9.06·10 ⁻⁸ 1.95·10 ⁻¹⁰		
ь	$\begin{array}{c} 2.66 \cdot 10^{-12} \\ 6.67 \cdot 10^{-14} \end{array}$	$\begin{array}{c} 3.19 \cdot 10^{-11} \\ 5.35 \cdot 10^{-13} \end{array}$	$\begin{array}{c} 9.01 \cdot 10^{-9} \\ 6.67 \cdot 10^{-11} \end{array}$	1.00·10 ⁻⁷ 5.35·10 ⁻¹⁰		
с	$\begin{array}{c} 4.79 \cdot 10^{-12} \\ 2.14 \cdot 10^{-13} \end{array}$	4.85·10 ⁻¹¹ 1.72·10 ⁻¹²	7.06·10 ⁻⁹ 2.14·10 ⁻¹⁰	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$		

Энергетическая функция генерации РПИ (верхняя строка) и тормозного излучения (нижняя строка в единицах эрг/с част. для различных значений радиуса частиц пыли r и нараметров спектра электронов (4) без «обрезания» с $\gamma_0 = 10$; $\gamma_1 = 2000$ и α) $\alpha_1 = 1.6$; $\alpha_2 = 2.6$; $\alpha_3 = 3$; $\alpha_4 = 3$; $\alpha_5 = 3$.

Таблица 2

Спектр	r						
влектронов	5·10 ⁻⁷ cm	10 ⁻⁶ cm	5·10 ⁻⁶ cm	10 ⁻⁵ cm			
а	1.27·10 ⁻¹² 6.02·10 ⁻¹³	1.77·10 ⁻¹¹ 8.93·10 ⁻¹²	7.40·10 ⁻⁹ 4.55·10 ⁻⁹	$\begin{vmatrix} 9.44 \cdot 10^{-8} \\ 6.54 \cdot 10^{-8} \end{vmatrix}$			
ь	$\begin{array}{c} 2.01 \cdot 10^{-12} \\ 6.83 \cdot 10^{-13} \end{array}$	2.75·10 ⁻¹¹ 1.01·10 ⁻¹¹	1.03·10 ⁻⁸ 5.14·10 ⁻⁹	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			
С	3.91·10 ⁻¹² 8.01·10 ⁻¹³	5.05·10 ⁻¹¹ 1.16·10 ⁻¹¹	1.54.10 ⁻⁸ 5.40.10 ⁻⁹	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$			

Энергетическая функция генерации РПИ G для различных спектров электронов с "обозрением": верхняя строка ($\gamma_0=20$; $\gamma_2=2000$): нижняя строка ($\gamma_0=200$).

В табл. 1 и 2 приведены значения энергетической функции генерации, т. е. величины

$$G = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{dq}{d\omega} \, \omega d\omega \tag{7}$$

для интервала әнергии $(0.5 \div 3.5)$ кэВ. Из табл. 1 видно, что при выбранной нормировке (5) спектра электронов (4) интенсивность РПИ слабо зависит от вида спектра, в то время как для интенсивности тормозного излучения эта зависимость сильнее. При наиболее «выгодном» для генерации тормозного излучения спектра электронов (без «обрезания») интенсица—1174

ность РПИ примерно на два порядка превышает интенсивность тормознего излучения. В других случаях это отношение еще больше (10^3 — 10^4).

Поскольку масса пыли в межзвездной среде составляет $1\div 2\%$ от общей массы газа, то необходимо рассмотреть вклад от тормозного излучения на газе, состоящем преимущественно из атомарного и молекулярного водорода. Для отношения интенсивностей тормозного излучения на частицах пыли и водороде имеем по порядку величины:

$$\left\langle \frac{Z^2}{A} \right\rangle \frac{M_{\rm n}}{M_{\rm r}} \approx 3 \cdot 10^{-2}$$

(считается, что для космической пыли средние значения для Z и A составляют соответствено 6 и 12). Следовательно, суммарная интенсивность тормозного излучения на газе и на частицах пыли в лучшем случае (для спектра электронов без «обрезания») может быть только сравнима с интенсивностью переходного излучения (в интересующей нас области частот).

Если нормировать величины, приведенные в таблицах на один грамм вещества, то с увеличением размеров частиц пыли интенсивность РПИ возрастает, причем имеет место слабая зависимость от вида спектра электронов. Например, для частиц пыли с размерами 10^{-6} см и $5\cdot 10^{-6}$ см отношение интенсивностей РПИ порядка $2\div 4$ в зависимости от вида спектра. Интенсивность тормозного излучения при такой нормировке не зависит, как и следовало ожидать, от размера пыли.

В работе [4] было получено распределение частиц космической пыли по размерам $f(r) \sim r^{-3.5}$ в интервале $(5 \cdot 10^{-7} - 2.5 \cdot 10^{-5})$ см. Поскольку энергетическая функция генерации РПИ в указанном интервале слабо зависит от размера частицы (при нормировке на 1 грамм пыли), в дальнейшем будем использовать усредненное значение $G \approx 10^7$ эрг/с·г в интервале $(0.5 \div 3.5)$ кэВ.

3. Вклад РПИ в диффузное космическое излучение. Известным аргументом в пользу возможного вклада РПИ в космическое рентгеновское излучение является существование как релятивистских электронов, так и космической пыли в астрофизических объектах. Ранее при рассмотрении космического РПИ основное внимание уделялось его вкладу в диффузное (фоновое) излучение. В частности, в ряде работ утверждалось, что диффузный фон можно объяснить с помощью РПИ.

Рассмотрим сначала галактическое диффузное излучение, обусловлейное РПИ.

Поток фогонов, попадающих в телесный угол $\Delta\Omega$ детектора, равен:

$$\Phi(\omega) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} d\Omega \int \left(\frac{dq}{d\omega}\right)_{R_{\star}} \omega_{e}(R, \Omega) N_{n}(R, \Omega) dR, \qquad (8)$$

где w_ϵ — энергетическая плотность космических релятивистских электронов.

Считая спектр космических электронов одинаковым для всей Галактики и принимая энергетическую плотность электронов постоянной и равной локальному значению ω_0 (плотности, наблюдаемой около Земли), имеем:

$$\Phi(\omega) = \frac{\Delta \Omega}{4\pi} \frac{dq}{d\omega} w_0 \langle N_n R \rangle, \qquad (9)$$

где $\langle N_n R \rangle$ — количество частиц пыли в столбце единичного сечения в данном направлении.

Спектр электронной компоненты космических лучей в межзвездной среде, рассчитанный по радиоизлучению, аппроксимируется функцией

$$f(E_{\epsilon}) = \begin{cases} 10^{-2} E^{-1.6}, & E_{\epsilon} \leq 2 \Gamma_{\theta}^{9} B \\ 2 \cdot 10^{-2} E^{-2.6}, & E_{\epsilon} > 2 \Gamma_{\theta}^{9} B \end{cases} \quad \text{cm}^{-2} c^{-1} \text{crep}^{-1} \Gamma_{\theta}^{9} B^{-1}$$
 (10)

где E_c — энергия электрона в ГэВ.

В области энергий больше нескольких сот МэВ спектр (10) хорошо согласуется с непосредственными измерениями около Земли, что оправдывает приближение (9). Вид спектра при более низких энергиях известей хуже, однако, поскольку при нормировке (5) функция генерации РПИ слабо зависит от вида спектра электронов, то для оценок достаточно знание лишь средней энергетической плотности электронов в Галактике, равной $w_0 \approx 10^{-2}~{\rm pB/cm^3}$.

Другим параметром, необходимым для оценок, является величина $\langle N_n R \rangle$, которую можно выразить через известную иаблюдаемую величину $\langle N_*R_{\perp} \rangle$ — количество водорода (атомарного и молекулярного) в столбце единичного сечения в данном направлении: $\langle N_{n}R \rangle =$ $=\langle N_{\scriptscriptstyle H}R \rangle (m_{\scriptscriptstyle D}/m_{\scriptscriptstyle H})$ х, где $m_{\scriptscriptstyle H}$ и $m_{\scriptscriptstyle H}$ — масса частиц пыли и водорода соответственно, а х -- доля общей массы пыли в межзвездной среде $(\sim 10^{-2} \text{ в } \Gamma$ алактике). Для оценок в качестве характерного среднего размера частиц пыли взята величина 5 10⁻⁶ см. Используя наблюдаемую величину $\langle N_n R \rangle$, усредненную по Галактике, (3·10²¹ см⁻²), получаем для пыли следующую оценку: $\langle N_n R \rangle \simeq 10^{11}$ см⁻². Тогда интенсивность диффузного РПИ в Галактике равна: Ф ((0.5 + 3.5) кэВ) = $5 \cdot 10^{-13}$ эрг/см²·с·стер, что более чем на четыре порядка меньше интенсивности наблюдаемого диффузного излучения в этой области энергий [5]. Этот результат представляется вполне понятным, поскольку диффузное рентгеновское космическое излучение имеет, несомненно, внегалактическое происхождение [5, 6]. Оно может формироваться в межгалактическом пространстве или является суперпозицией вкладов от разных галактик.

Покажем, что РПИ, образованное в межгалактическом пространстае при взаимодействии релятивистских электронов с частицами, вносит незначительный вклад в диффузный фон. Действительно, так как величина $\langle N_n R \rangle$ в Метагалактике составляет $\leq 10^{23}$ см $^{-12}$, и по-прежнему считая $x=10^{-2}$, имеем: $\langle N_n R \rangle \simeq 3 \cdot 10^{12}$ см $^{-12}$. С другой сторомы, плотность релятивистских электронов в межгалактическом пространстве примерно на четыре порядка ниже, чем в Галактике [7], т. е. $w \sim 10^{-6}$ эВ/см 3 . Следовательно, $\Phi((0.5 \div 3.5) \text{ кэВ}) \simeq 10^{-15}$ эрг/см $^2 \times$ с стер, что уже на шесть порядков меньше наблюдаемого значения.

В мягкое диффузное рентгеновское излучение достаточно большой вклад может дать суммарное излучение сейфертовских галактик [5, 6] и, особенно, квазаров [8, 9].

Обозначим суммарную энергию релятивистских электронов через $W_\epsilon = w_\epsilon \, V$, где V- объем области генерации. Светимость газового облака, обусловленная РПИ, равна:

$$L_x = N_n w_e VG = M_n w_e G = W_e N_n G, \tag{11}$$

где M_n — общая масса пыли в облаке.

Хотя светимость и пропорциональна общей массе пыли, но из-за поглощения рентгеновских лучей неограниченное увеличение массы пыли не приведет к увеличению светимости, поскольку эффективно «работает» лишь внешняя оболочка газа, прозрачная для излучения, с массой

$$M_{*\phi\phi} = 4\pi R^2 \mu x$$
,

где R =радиус оболочки, $\mu -$ длина свободного пробега фотонов.

По-прежнему считая $x=10^{-2}$ и принимая, что химический состав газа в оболочке незначительно отличается от межзвездного, получаем:

$$M_{\rm app} \simeq 10 \, M_{\odot} \, (R/1 \, \text{nc})^2.$$
 (12)

Для μ взята величина $\sim 3\cdot 10^{-2}$ г/см², характерная для газа межзвездной среды при энергии фотона ~ 2 кэВ [10].

Учитывая, что основная доля рентгеновского излучения активных галактик и квазаров выходит из компактной области с характерным размером $R \leq 10^{17}$ см [11], а их светимость изменяется в пределах $L_* \sim 10^{42} \div 10^{47}$ эрг/с, из формул (11) и (12) получим ограничение на нижний предел плотности релятивистских электронов: $w_* \geq 10^4 - 10^9$ эрг/см³. При таких значениях w_* окружающий газ ионизуется со скоростью $\xi \sim 10^{-1} - 10^4$ с $^{-1}$ /атом водорода. Используя результаты [12], получаем, что время разрушения частиц пыли $\lesssim 10 - 10^6$ с, что однозмач-

но исключает возможность объяснения рентгеновского излучения активных галактик и квазаров с помощью РПИ.

Аналогичные оценки справедливы и для компактных галактических источников рентгеновского излучения (типа Sco X-1).

Значение механизма РПИ возрастает в более «спокойных» областях и, в первую очередь, в протяженных массивных газо-пылевых комплексах.

4. РПИ от протяженных источников. а) Молекулярные облака. Молекулярные облака обычно делят на две категории: плотные небольшие холодные образования, так называемые темные (из-за наличия в них пыли) туманности или глобулы, с характерными размерами $\lesssim 1$ пс и массой $\sim 0.1-10~M_{\odot}$; гигантские молекулярные облака, со средними размерами ~ 10 пс и массой, доходящей до $10^5~M_{\odot}$. Инфракрасные наблюдения указывают на присутствие в этих облаках пыли, которая играет существенную роль в образовании молекул, в частности H_2 . Распространенность пыли по отношению к газу, по-видимому, не отличается от межоблачного значения, т. е. $\times \sim 10^{-2}$. Тогда, пользуясь формулами (11) и (12), легко оценить ожидаемую светимость этих объектов, обусловленную РПИ, образуемым при бомбардировке частиц пыли релятивистскими электронами: $L_{\times} \sim (10^{23}-10^{26})$ эрг/с для темных туманностей и на два-три порядка больше для гигантских молекулярных облаков.

Эта оценка может быть увеличена, так как плотность космических лучей в облаках, возможно, существенно больше локального значения. Так, например, анализ условий генерации жесткого γ -излучения в темном обзаке $\rho_{\rm oph}$ показывает, что для обеспечения наблюдаемой интенсивности γ -лучей ($\sim 10^{-6}$ фотон/см²-с) от γ -источника CG 353-; 16, надежного с $\rho_{\rm oph}$ [13], необходима плотность космических лучей внутри облака, превышающая локальную в 5—10 раз.

Анализ показывает, что крупномасштабное распределение галактического γ -излучения с энергией > 50 МэВ коррелирует с распределением гигантских молекулярных облаков [14]. В то же время, как было показано в [15], в области локализации дискретных γ -источников COS В [13] (\sim 1° \times 1°) попадают OB-ассоциации и, что примечательно, чаще всего в паре со Сверхновыми. Эти объекты названы SNOB-ами (Сверхновая + OB-ассоциации). На основании этого наблюдательного факта была построена модель галактических γ -источников [15, 16]: надтепловые, субрелятивистские частицы (электроны, ядра), генерируремые во вспышках молодых звезд ассоциации, ускоряясь в дальнейшем на фронте ударной волны близлежащей Сверхновой до релятивистских скоростей, попадают в плотные молекулярные облака, генетически связанные с OB-ассоциациями, и образуют жесткое γ -излучение. Таким образом, наличие «инжекто-

ра» (вспыхивающие звезды OB-ассоциаций), «ускорителя» (Сверхновая) и «мишени» (молекулярные облака) создает благоприятные условия (высокие плотности газа и релятивистских частиц) для интенсивной генерации γ -излучения. Насколько реальна эта модель — вопрос, выходящий за рамки данной работы. Для нас же существенно наличие наблюдательных свидетельств о большой концентрации газа $\sim 10^2-10^3~{\rm cm}^{-2}$ (по CO наблюдениям) и релятивистских электронов $w_e \gtrsim 10^2 \div 10^3~w_0$ (по нетепловому радиоизлучению) в области локализации γ -источников. В [16] приводятся аргументы в пользу тормозного происхождения γ -излучения этих источников. При этом для оценок берутся параметры: $W \sim 10^{19}-10^{50}$ эрг (такое энерговыделение в электронах вполне может обеспечить Сверхновая) и $N_{\rm H_1} \sim 10^2~{\rm cm}^{-3}$.

Используя эти параметры, характеризующие γ -источники, получим для их светимости, обусловленной РПИ в диапазоне (0.5 ± 3.5) кэВ оценку: $L_* \sim 10^{32} \pm 10^{33}$ эрг/с. Поскольку характерные размеры источника ~ 30 пс [15], то образуемое рентгеновскее излучение выходит из области генерации без заметного ослабления ($\mu / \langle N_n R \rangle \gtrsim 1$).

Недавно с помещью специализированного рентгеновского спутника «Эйнштей» была исследована туманность Ориона. От области ($1^{\circ} \times 1^{\circ}$) вокруг Трапеции была обнаружена диффузная компонента мягкого рентгеновекого излучения со светимостью $L_{\rm x} \sim 10^{33}$ эрг/с [17], сравнимой с вышеприведенной оценкой. Примечательно, что в этом же направлении был зарегистрирован конечный поток γ -излучения [18].

К сожаленью, отсутствие информации о спектре электронов в области $< 500~{\rm MpB}$ (из-за межзвездного «обрезания» спектра радиоизлучения при $10~{\rm MFg}$) не позволяет точнее определить отношение потоков РПИ и тормозного γ -излучения от γ -источников. В то же время наличие скоррелированных дакных о спектрах излучения в рентгеновском и γ -диапазонах, в принципе, позволило бы восстановить спектр релятивистских электронов в источнике.

6) Центавр-А. Ближайшая радиогалактика Центавр-А наблюдается во всем диапазоне электромагнитных волн — от радиоизлучения до жесткого γ -излучения. Исследования этого объекта в рентгеновском диапазоне $(0.3\div3)$ кэВ показали, что основная доля излучения со светимостью $L_x\sim2.8\cdot10^{42}$ эрг/с генерируется в компактной области, совпадающей с инфракрасным ядром галактики [19]. Светимость этого объекта в том же диапазоне энергий от протяженной области с радиусом 3 кпс вокруг ядра примерно на два порядка ниже: $2\cdot10^{40}$ эрг/с [19]. Светимость области с радиусом $R\sim10$ кпс, как следует из результатов [19], ненамного превосходит это значение — конечный поток был обнаружен только от внутренних радиооблаков со слабой светимостью $L_x\sim2\cdot10^{30}$ эрг/с. Возможных

объяснений рентгеновского излучения этих компонентов Центавр-A=NGC 5128 несколько, и в настоящее время представляется преждевременным делать какие-либо определенные выводы. В то же время мы можем ограничить некоторые параметры, характеризующие область генерации, а именно, произведение массы пыли $^{*}M_{r}$ на плотность релятивистских электронов w_{r} , сравнивая предсказываемую по РПИ светимость с наблюдаемой. Предполагая, что электроны более или менее равномерно распределены в области с $R\sim 10$ кпс, получаем 1 $^{*}R^{2}$ $^{*}w_{r}$ $^{*}G\lesssim L_{x}$ или $^{*}(M_{r}/3\cdot 10^{10}\,M_{\odot})$ $(w_{r}/2\cdot 10^{-11}\,{\rm spr/cm^{3}})$ $^{*}\lesssim 1$.

В работах [20, 21] была оценена масса галактики NGC 5128 в области R=10 кпс: $M\sim (2\div 3)\cdot 10^{11}~M_{\odot}$. Допуская, что примерно $10^{-0}/_{0}$ массы галактики приходится на межзвездный газ (аргументы в пользу большого содержания газа, преимущественно в виде молекул H_{2} , приводятся в [22]), получаем $*w_{e}\lesssim 2\cdot 10^{-11}$ эрг/см³. Отметим, что в дальнейшем, когда удастся вы делить истинно диффузный компонент галактики (в светимость $L_{x}\sim 2\cdot 10^{10}$ эрг/с большой вклад могуть дать неразрешенные дискретные источники), можно установить еще более жесткое ограничение на w_{e} .

В работе [23] на основании анализа нетеплового радиоизлучения NGC 5128 была оценена минимальная суммарная энергия релятивистских электронов в области с угловым размером 1.5′ вокруг ядра. Взяв расстояние до NGC 5128 равным 5 Мпс вместо 2.5 Мпс, используемого в [23], для нижнего предела суммарной энергии электронов в области с объемом $V \sim 10^{86}$ см³ получаем $W_e < 2 \cdot 10^{56}$ эрг. Верхний же предел на энергию электронов в этой области, получаемый из анализа РПИ, будет $W_e \lesssim 2 \cdot 10^{55}$ х⁻¹ эрг. Взяв х $\sim 10^{-2}$ (на самом деле в NGC 5128 это значение может быть больше, на что указывает темная пылевая полоса по экватору), получаем

$$2 \cdot 10^{56} \text{ apr} \leq W_e \leq 2 \cdot 10^{57} \text{ apr.}$$

Для сравнения укажем, что суммарная энергия релятивистских электронов в центральной области этой галактики с радиусом R < 120 пс оценивается от $5 \cdot 10^{57}$ эрг до $5 \cdot 10^{61}$ эрг [24], во внутренних радиооблаках $W_e > 10^{60}$ эрг [25].

В заключение авторы выражают благодарность Г. М. Гарибяну и Ян Ши за постоянное внимание и интерес к работе.

Ереванский физический институт

ON THE PROBLEM OF COSMIC TRANSITION RADIATION ON DUST GRAINS

F. A. AHARONIAN. A. S. ANBARTSUMIAN

The possible contribution of X-ray transition radiation (XTR), from dust grains to cosmic X-rays is considered. It is shown that in the energy range ≤5 keV the production rate of XTR may essentially exceed the bremsstrahlung one. The contribution of XTR in the diffuse (isotropic) X-ray background as well as in the radiation from compact X-ray sources appears negligible. Estimated luminosity due to XTR from extended sources such as giant molecular clouds in the Galaxy, in several cases is comparable with the observed one.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г. Г. Бахшян, Г. М. Гарибян, Ян Ши, Астрофизика, 9, 371, 1973.
- 2. А. С. Амбарцумян, Г. М. Гарибян, Ян Ши, Изв. АН Арм. ССР, Физика, 6, 9, 1974.
- 3. М. Л. Тер-Микаелян, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1969.
- 4. P. Bierman, M. Harvit, Ap. J., 241, L 105, 1980.
- D. Schvartz, H. Gursky, Gamma Ray Astrophsics, NASA, SP-339, Washington, D. C. 15, 1973.
- 6. J. Stlk, Space Sci. Rev., 11, 671, 1970.
- 7. R. Dantel, S. Stephens, Space Sci. Rev., 10, 599, 1970.
- 8. R. Giacconi et al., Ap. J., 234, L 1, 1979.
- 9. H. Tananbaum et al., Ap. J., 234, L 9, 1979.
- 10. R. L. Brown, R. J. Gould, Phys. Rev., D 1, 2252, 1970.
- A. C. Fablan, M. J. Rees, Proc. IAU/COSPAR Symp. on X-ray Astronomy Insbruck, 1978.
- 12. B. T. Draine, E. E. Salpeter, Ap. J., 231, 77, 1979.
- 13. B. N. Swanenburg et al., Nature, 275, 299, 1978.
- 14. F. W. Stecker, Ap. J., 212, 60, 1977.
- 15. T. Montmerle, Ap. J., 231, 95, 1979; Proc. 16-th Inter. Cosmic Ray Conf., Kyoto, vol.. I, 1979, p. 191.
- T. Montmerle, C. Cesarsky, Proc. 16-th Inter. Cosmic Ray Conf., Kyoto, vel. I, 1975, p. 101.
- 17. W. H. M. Ku, C. A. Chanan, Ap. J., 234, L 59, 1979.
- 18. P. A. Caraveo et al., Astron. Astrophys., 91, L 3, 1980.
- 19. E. J. Schreter et al., Ap. J., 234, L 39, 1979.
- 20. J. Graham, Ap. J., 232, 60, 1979.
- 21. S. van der Bergh, J. Hesser, G. L. H. Harrts, Dominion Astrophysical Observotory, Preprint, 1980-33.
- 22. R. F. Mushotzky et al., Ap. J., 220, 790, 1978.
- 23. G. R. Burbidge, Ap. J., 125, 1, 1957
- 24. G. H. Beall et al., Ap. J., 219, 836, 1978.
- 25. K. I. Kellerman, Physica Scripta, 17, 257, 1978.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 17

НОЯБРЬ, 1981

ВЫПУСК 4

УДК 52-323.4

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ НД 187399

Спектрально-двойная система HD 187399 состоит из звезды класса B9eq III [1] и более массивного компонента, линии которого в спектре не наблюдаются [2]. Профили водородных линий H_3 , $H_{\rm T}$ и $H_{\rm b}$ — типа Р Лебедя, смещения абсорбционных частей этих линий соответствуют скоростям расширения 75—100 км/с. На основании наблюдавшихся изменений в скоростях и ингенсивностях линий водорода в [3] сделан вывод о происходящих время от времени выбросах вещества.

В настоящем сообщении даются результаты измерения лучевых скоростей по спектрам, полученным в 1978 г. в фокусе куде двухметрового телескопа Шемахинской обсерватории и на ОЗСП БТА Специальной астрофизической обсерватории. Данные о наблюдательном материале приведены в табл. 1.

			Таблица 1
Дата (1978)	Телескоп	Дисперсия (А/мм)	Фотоматериал
30.VIII	2м ШАО	16	A—500
2.IX	2м ШАО	16	A-500
10.X	БТА	10	Kodak II OaO
11.X	БТА	10	Kodak II OaO
16.X	БТА	10	Kodak II OaO
	30.VIII 2.IX 10.X 11.X	30.VIII 2м ШАО 2.IX 2м ШАО 10.X БТА 11.X БТА	(1978) Техеской (А/мм) (А/мм)

В качестве спектров сравнения использовались смеси АгІ, АгІІ на FeI.

Таблица 2

		tr RM/C				
Линия	Элемент	1	2	3-4	5	
3820	He I	+34.1				
3834	Cr I	+27.7	+ 27.6			
3835	Н 9	+24.5	· _	_ 11		
		101.0	-	-120.5	-92.6	
3850	NII	+58.0	+21.0			
3854	Si II	47.9	±29.6	-160.3	+20.4	
3856	Si II	43.0	+30.0	-158.5	+28.4	
3853	Si II	+45.0	25.2	-152.9	-33.0	
3856	Cr II	+38.0				
3889	H 8	+17.0	÷26.0			
		-93.0	-108.0	-118.0	-85.6	
3934	KCa II	-15.3	-7.7	-12.5	-10.4	
		+51.1	+32.3	-136.4	-97.4	
		-178.7				
3970	H7 -HCa II	+20.0	+32.5			
		—85.9	-122.0	-110.0	-93.8	
4026	He I	+47.3			+32.4	
4102	H 6	+29.0	+21.7			
		-107.8	110.8	-105.6	-85.6	
4128	Si II	+33.8	+26.0	165.5	+-20.2	
4131	Si II	+33.5	+24.0	164.5	+22.5	
4144	He I	+40.2	+16.8			
4173	Fe II	40.6	+27.0	-158.0	+17.6	
4233	Fe II	+37.7	+21.2	-160.3	+23.5	
4303	Fe II	+50.9	+20.0	-162.5	+20.0	
4340	H 5	+17.0	+16.3			
		-103.8	-101.9	-115.3	-90.0	
4351	Fe II	+50.2	+20.3			
4385	Fe II	+39.2		-160.9		
4417	Fe II		+32.0			
4471	He I	+30.1	+21.8	-170.1	+19.9	
4481	Mg II	31.3	+17.9	-159.1	18.8	
4508	Fe II	+48.1	-+23.0	-171.5	+18.5	
4520	Fe II	+54.6	+21.0	—16 3 .5	+21.3	
4523	Fe II	+32.6		—157.1	+20.8	
4549	Fe II	+23.8	+34.0	-154.5	+20.1	
4559	Cr II		+23.6	-155.5	+22.0	
4584	Fe II	+32.1	+28.0	-157.2	+16.4	

Смещения линий измерялись на приборе «Аскорекорд» и по записи на фотоэлектрическом микрофотометре «Лирифо».

В табл. 2 приведены длины воли несмещенных линий, соответствующие им элементы и редуцированные к центру Солица лучевые скоросги v, для дат в соответствии с нумерацией табл. 1.

Средние лучевые скорости v_r^* , определенные для каждой даты по линиям HeI, Mg II, Si II и Fe II, вероятные ошибки p и число измеренных линий n приведены в табл. 3. Эти скорости отражают орбитальное движение звезды и находятся в согласии с элементами орбиты, вычисленными Мерриллом [1]. В последних двух столбцах табл. 3 приведены лучевые скорости двух компонентов водородного поглощения v_r I (H) и v_r II (H)

Таблица З

Номер пластинки	Фаза	v,	± p	п	v _r I (H)	v, 11 (H)
1	0.480	+40.0	5.3	21	-101.2	+21.5
2	0.590	+21.5	3.2	20	106.9	+21.3
3-4	0.975	-160.7	3.4	17	-115.0	-115.0
5	0.155	+22.1	3.2	17	-88.4	-88.4

(рис. 1a). Компонент II (H) наблюдается лишь в фазах 0.480 и 0.590. В моменты наблюдений 3, 4 и 5 компонент II (H) имел, по-видимому, скорость, близкую к скорости I(H), вследствие чего водородные компоненты, сливаясь, видны на спектрах как один (рис. 16).

Линия 3933 К Са II (рис. 2) состоит из нескольких компонентов. Один из них принадлежит межзвездному кальцию и соответствует скоросги — 11.5 км/с, другие, возможно, возникают в оболочке главной звезды (+51 км/с и + 32 км/с) и в общей оболочке системы (—97 км/с). Представляют интерес компоненты достаточно сильного поглощения со скоростями — 178 и — 136 км/с, присутствующие на спектрах, полученных в фазах 0.480 и 0.975. По-видимому, этот же компонент со скоростью — 134 км/с наблюдался Хатчингсом и Ласкаридосом [3] в спектре, полученном в фазе 0.920.

Наблюдавшиеся в спектре HD 187399 смещения линий вызваны, по всей вероятности, движением главной звезды по орбите и расширением оболочки, возможно окружающей всю систему [1], со средней скоростью 90 км/с. Скорость центра масс, согласно [1], равна — 18.9 км/с.

Главная звезда системы HD 187399 не обнаруживает явных признаков нестационарности. Выброс потоков вещества, если он имеет место, происходит, по-видимому, из второго, более массивного компонента [2], выяс-

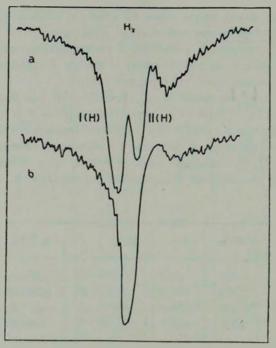


Рис. 1. Запис» H_{γ} в почернениях с увеличением в 50 раз в фазах 0.480 и 0.590 (а) и 0.975 и 0.155 (b).

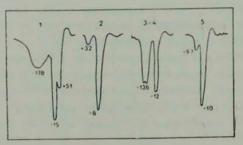


Рис. 2. Компоненты аннии К Ca II.

нение природы которого представляет интерес и требует последовательных рядов спектральных наблюдений в течение периода.

Radial Velocities of HD 187399. Five spectra of the HD 187399 with dispersion 10 and 16 Amm⁻¹ in 1978 were obtained. The 'radial velocities of H, He I, Mg II, Si II, Fe II and K Ca II are determined.

Бюраканская астрофизическая обсерватория Шемахинская астрофизическая обсерватория

Н. Л. ИВАНОВА А. Н. ХОТНЯНСКИЙ

AUTEPATYPA

- 1. P. W. Merrill, Ap. J., 110, 59, 1949.
- 2. V. L. Trimble, K. S. Thorne, Ap. J., 156, 1013, 1969.
- 3. J. B. Hutchings, P. S. Laskarides, M. N., 155, 357, 1972.
- 4. *Н. Л. Иванова, А. Н. Хотнянский*, Сообщ. Бюраканской обс., 50, 33, 1978.

УЛК 52-846

О НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКЕ ПАКЕТОВ СПИРАЛЬНЫХ ВОЛН ПЛОТНОСТИ

Рядом авторов показано, что нелинейные эффекты являются важным фактором в динамике спиральных волн плотности [1—5]. В частности, в работах [1—5] рассматривалась модуляционная неустойчивость плоских и тугозакрученных волн во вращающемся диске в предположении малости дисперсии скоростей плоской подсистемы. Однако влияние нелинейности, связанной с возмущенным давлением, может оказаться существенным*. В настоящем сообщении получено нелинейное уравнение для огибающей тугозакрученных спиральных волн плотности без предположения о малости дисперсии скоростей плоской подсистемы. Отказ от этого предположения не изменяет принципиально условий модуляционной неустойчивости в модели [7], однако оказывается существенным, если в качестве модели плоской подсистемы выбрать диск с распределением плотности, полученным из модели Шмидта, как это делается в теории спиральной структуры Лина и др. [6].

Рассмотрим дифференциально вращающийся диск, в котором возбуждена тугозакрученная спиральная волна плотности с малой, но конечной амплитудой. Система динамических уравнений для отклонений от фона имеет в предположении изотермического уравнения состояния вид:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega_0 \frac{\partial}{\partial v}\right) v_r + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - 2\Omega_0 v_v + \frac{\partial \Phi}{\partial r} + c^2 (1 - \sigma + \sigma^2) \frac{\partial \sigma}{\partial r} = 0, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega_0 \frac{\partial}{\partial \varphi}\right) v_{\varphi} + (2\Omega_0 + r\Omega_0) v_r + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = 0, \tag{2}$$

Нелинейность, связанная с возмущенным давлением, является определяющей при медленном изменении возмущенных величин по сравнению с характерным временем оборота системы [2].

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega_0 \frac{\partial}{\partial \varphi}\right) \circ + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{d}{\partial r} (\sigma v_r) = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 2bz\hat{c}(z). \tag{4}$$

Уравнения (1)—(4) приведены в безразмерном виде, где в качестве величины обезразмеривания выбраны невозмущенные параметры плоской подсистемы в окрестности Солнца (см. [5]). Пренебрежем, как и в [5], градиентами фоновых величин в нелинейных членах. Тогда влияние неоднородности диска на поведение амплитуды волны можно учесть в линейном приближении. Фактически оно сводится к медленной зависимости групповой скорости пакета волн от радиуса [8].

Систему уравнений (1)—(4) можно свести к одному уравнению для возмущенной радиальной скорости:

$$\hat{L}^{2}v_{r} + \hat{L}\left(v_{r}\frac{\partial v_{r}}{\partial r}\right) + x^{2}v_{r} + ib\frac{\partial v_{r}}{\partial r} + c^{2}\hat{L}\frac{\partial}{\partial r}\hat{L}^{-1}\left\{-\frac{\partial v_{r}}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r}\left[v_{r}\hat{L}^{-1}\frac{\partial v_{r}}{\partial r} - v_{r}\hat{L}^{-1}\frac{\partial}{\partial r}\left(v_{r}\hat{L}^{-1}\frac{\partial v_{r}}{\partial r}\right)\right]\right\} - c^{2}\hat{L}\left[\hat{L}^{-1}\left(\frac{\partial v_{r}}{\partial r}\right)\hat{L}^{-1}\left(\frac{\partial^{2}v_{r}}{\partial r^{2}}\right)\right] + c^{2}\hat{L}\left[\hat{L}^{-1}\left(\frac{\partial v_{r}}{\partial r}\right)\hat{L}^{-1}\frac{\partial}{\partial r}\left(v_{r}\hat{L}^{-1}\frac{\partial v_{r}}{\partial r}\right)\right] - c^{2}\hat{L}\left[\left(\hat{L}^{-1}\frac{\partial v_{r}}{\partial r}\right)^{2}\hat{L}^{-1}\left(\frac{\partial^{2}v_{r}}{\partial r^{2}}\right)\right] + v_{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\hat{L}v_{r} + v_{r}\frac{\partial v_{r}}{\partial r}\right] - c^{2}\hat{L}\left[\hat{L}^{-1}\frac{\partial v_{r}}{\partial r}\right]\hat{L}^{-1}\left(\frac{\partial^{2}v_{r}}{\partial r^{2}}\right) + v_{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\hat{L}v_{r} + v_{r}\frac{\partial v_{r}}{\partial r}\right] + c^{2}v_{r}\frac{\partial^{2}}{\partial r^{2}}\left[-\hat{L}^{-1}\frac{\partial v_{r}}{\partial r} + \hat{L}^{-1}\frac{\partial}{\partial r}\left(v_{r}\hat{L}^{-1}\frac{\partial v_{r}}{\partial r}\right)\right] - c^{2}v_{r}\frac{\partial^{2}}{\partial r^{2}}\left[\hat{L}^{-1}\left(\frac{\partial^{2}v_{r}}{\partial r}\right)\hat{L}^{-1}\left(\frac{\partial^{2}v_{r}}{\partial r}\right)\right] - c^{2}v_{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\hat{L}^{-1}\left(\frac{\partial^{2}v_{r}}{\partial r}\right)\hat{L}^{-1}\left(\frac{\partial^{2}v_{r}}{\partial r^{2}}\right)\right] = 0.$$

В уравнении (6) $L \equiv \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega_0 \frac{\partial}{\partial \varphi}\right)$. Представим решение (5) в виде $v_r = v_0 + v_1 e^{i\theta} + v_2 e^{2i\theta} + \text{к. с., где } v_i(r, t) - \text{медленно меняющиеся комплексные амплитуды, } v_1(r, t) - \text{амплитуда основной гармоники,}$

 $\theta = \omega t + m \theta + \psi(r)$ — фаза спиральной волны. Аналогично [5] можно получить уравнение для амплитуды основной гармоники:

$$i\frac{\partial v_1}{\partial t} - iu_g \frac{\partial v_1}{\partial r} - \frac{i}{2} \frac{\partial u_g}{\partial r} v_1 - \frac{1}{2} \frac{\partial u_g}{\partial k} \frac{\partial^2 v_1}{\partial r^2} + (\overline{\alpha} + \overline{\alpha}) |v_1|^2 v_1 = 0.$$
 (6)

Здесь через u_g обозначено выражение для групповой скорости пакета спиральных волн. В параболическом уравнении (6), описывающем пространственно-временную эволюцию огибающей тугозакрученной спиральной

волны плотности, α и α — нелинейные коэффициенты, соответственно равные:

$$\overline{\alpha} = \frac{k^2}{\omega + m\Omega_0} \left\{ -1 - \frac{4bk + 3x^2}{2bk - 3x^2} \frac{(\omega + m\Omega_0)^2}{x^2} + \frac{3bk}{2bk - 3x^2} \left(1 + \frac{3k^2c^2 - 2bk}{6(\omega + m\Omega_0)^2} \right) \right\},$$
 (7)

$$\widetilde{\alpha} = \frac{c^2 k^3}{(\omega + m\Omega_0)^3} \left\{ \frac{2(\omega + m\Omega_0)^2}{x^2} - \frac{1}{2} + \frac{4k^2 c^2 + 6(\omega + m\Omega_0)^2 - 3bk}{2(2kk - 3x^2)} \right\}.$$
(8)

Коэффициент а появляется в результате учета нелинейности, связанной с возмущенным давлением. На рис. 1а, 6 показана зависимость нелинейных коэффициентов от расстояния г до галактического центра в моделях с постоянной поверхностной плотностью плоской подсистемы (1a) з распределением плотности, взятым из модели Шмидта (15). Дисперсия скоростей выбиралась в обоих случаях маржинальной. Из рис. 1 видно, что учет нелинейности, связанной с давлением, стабилизирует модуляционную неустойчивость. Если принять в качестве модели плоской подсистемы диск с постоянной поверхностной плотностью и не учитывать в динамике спиральных воли подсистемы с большими значениями дисперсии скоростей (см., например, [7]), то нелинейность, связанная с возмущенным давлением, оказывается во всем диске не существенной. Так как $\partial u_{\mathfrak{g}}/\partial k>0$ внутри коротационного круга, то волновой пакет в этой модели оказывается неустойчивым относительно роста модуляций в области r < 8 кпс. В модели Лина [6], где поверхностная плотность диска определяется всеми подсистемами в Галактике, нелинейность, связанная с возмущенным давлением, оказывается определяющей. Это, очевидно, обусловлено большими значениями дисперсии скоростей, необходимой для стабилизации диска.

В силу неопределенности данных о параметрах плоских подсистем и спиральной структуры в нашей и других галактиках, расчет нелинейных ковффициентов носит скорее иллюстративный характер. Однако необходи-

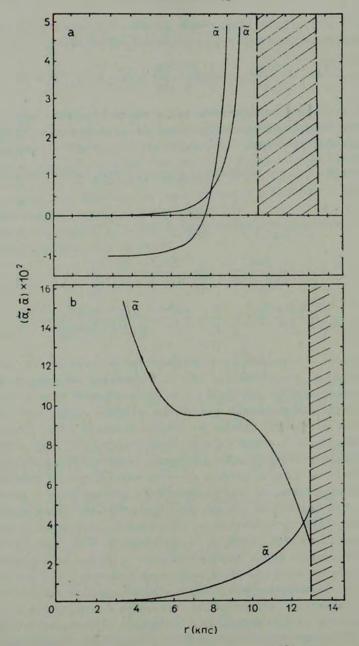


Рис. І. α) Зависимость нелинейных ковффициентов α и α для модели с постоянной плотностью $\sigma_0=40/\mathrm{nc}^2$, $\Omega_\rho=20$ км/с·Кпс. Q=1. Область коротации заштрихована. b) Зависимость нелинейных ковффициентов α и α для параметров, принятых в модели Лина: $\Omega_\rho=13.5$ км/с·Кпс, Q=1.

мость учета нелинейных эффектов в динамике волн плотности представляется достаточно очевидной.

On the Nonlinear Equations for the Amplitude of Density Waves. The nonlinear equation for the amplitude of tightly wounded spiral density [waves is obtained without the approach of low velocity dispersion of flat subsystem of galaxy. The values of nonlinear coefficient are calculated for the parameters of spiral structure admitted in Lin et. al. [1] and Marochnik and Suchkov [2] models, and the regions of modulation instability are determined.

3 февраля 1981 Ростовский государственный университет

В. И. КОРЧАГИН

ЛИТЕРАТУРА

- 1. S. Ikeuchi, T. Nakamura, Progr. Theor. Phys., 55, 1419, 1976.
- 2. А. Б. Михайловский, В. И. Петвившвили, А. М. Фридман, Астрон. ж., 56, 279, 1979.
- 3. В. Л. Поляченко, С. М. Чурилов, И. Г. Шухман, Астрон. ж., 75, 497, 1980.
- 4. В. Г. Лапин, М. А. Раевский, Астрон. ж., 57, 991, 1980.
- 5. В. И. Корчагин, П. И. Корчагин, Астрофизика, 16, 273, 1980.
- 6. К. Рольфе, Лекции по теории воли плотности, Мир. М., 1980.
- 7. Л. С. Марочник, А. А. Сучков, УФН, 112, 275, 1974.
- 8. Дж. Уизем, Линейные и нелинейные волны, Мир. М., 1977.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала «Астрофизика», том 17, 1981 год

Аветисян А. Х., Залинян В. П. Мелик-Алавердян Ю. К., Оганесян Р. Х., Товмасян Γ . М. Широкополосная спектрофотометрия углеродных звезд	225
Атаронян \mathcal{O} . A ., A мбаруумян A . C . K вопросу о космическом переходном излучении на частицах пыли	89 7
Амбарцумян А. С. (см. Агаронян Ф. Аг)	
Амбарян В. В. (см. Мирзоян Л. В.)	71
Амбарян В. В (см. Мирозян Л. В.)	197
A ракелян M . A ., M агтесян A . Π . Средние поверхностные яркости одиночных и двойных галактик	53
Аракелян М. А., Крицук А. Г. К оценке кинстической энергии скоплений галактик	709
Архипова В. П., Афанасьев В. Л., Досталь В. А., Засов А. В., Караченцев И. Д., Носкова Р. И., Савельева М. В. Лучевые скорости 44 взаимодействующих галактик.	239
A hoшуткин Л. Н., Колесник И. Г. Строение и характеристики турбулентных меж-	359
A фанасьев В. Л., Шаповалова А. И. Поле скоростей сейфертовской галактики Маркарян 744	403
Афанасьев В. Л., Липовецкий В. А., Шаповалова А. И. Спектрофотометрия сей- фертовской галактики Маркарян 1066. II	643
Афанасьев В. Л. (см. Архипова В. П.)	239
Балек В. Ф. Враціающиеся горячие сверхплотные звезды	349
E_{acko} M . M . Длина термализации резонансного излучения при частичном перераспределении по частотам	125
Бисноватый-Коган Г. С., Попов С. Б., Попов Ю. П. Эволюция МГД-волн в одно- родной изотермической среде	333
Борчхадзе Т. М. (см. Когошвили Н. Г.)	183
Варшалович Д. А., Херсонский В. К., Сюняев Р. А. Нагрев первичного газа реликтовым излучением при наличии тяжелых элементов	487
Вийк Т. Поле излучения в многослойных, изотропно рассеивающих атмосферах .	735

Вильковиский Э. Я. Механизм нагрева звездного ветра ранних спектральных классов	309
Гаген-Торн В. А., Попов И. И., Яковлева В. А. Поляризационное и фотометрическое исследование пекулярной галактики NGC 3718	35
$\Gamma_{aдияк}$ Г. В., Обрехт М. С., Яненко Н. Н. Уравнения состояния $A\epsilon$ -фазы коры пульсара с учетом действия сверхсильного магнитного поля	765
Гариблжанян А. Т. (см. Мирзоян Л. В.)	71
Γ арибджанян А. Т. (см. Мирзоян Л. В.)	197
Гнатык Б. И. (см. Климишин И. А.)	547
Голев В. К. (см. Петров Г. T .)	43
Горбацкий В. Г. О природе струйных выбросов в радиогалактиках	273
Горшков В. Н., Комаровский В. А., Ошерович А. Л., Пенкин Н. П. Времена жизни возбужденных уровней Nd I и Nd II. Силы осцилляторов спектральных линий Nd I	799
Григорян Л. Ш. О нейтринных потерях энергии ядерного вещества	398
Гоинин В. П. Световое давление в спектральных линиях в среде с аксиально-	
симметричными сверхзвуковыми движениями. III. Газопылевые системы с крупномасштабным радиационным взаимодействием	109
Дорошенко В. T ., T еребиж В. Ю. UBVR-фотометрия сейфертовских галактик.	66 7
Досталь В. А. (см. Архипова В. П.)	239
Епремян ρ . A . Внеатмосферные и наземные спектрофотометрические наблюдения группы звезд классов F-G-K	425
Залинян В. П. (см. Аветисян А. Х.)	225
Засов А.В. (см. Архипова В. П.)	239
Иванова Н. Л., Хотнянский А. Н. Лучевые скорости HD 187399	819
Казарян М. А., Хачикян Э. Е. Спектрофотометрическое исследование одного квазизвездного объекта	661
$K_{a \land a \land a \land s \in T}$. \mathcal{A} ., $M_{u x a \ddot{u} \land o s c \kappa u \ddot{u}}$ A . B . Желобковая неустойчивость релятивистской плазмы	775
Караченцева В. Е. (см. Караченцев И. Д.)	5
Караченцев И. Д., Караченцева В. Е. Изолированные триплеты галактик. Новые лучевые скорости	5
Караченцев И. Д. Однородная выборка двойных галактик. І. Эффекты избирательности и проекции	249
Караченцев И. Д. Однородная выборка двойных гаалктик. II. Орбитальные массы	429
Караченцев И. Д. Однородная выборка двойных галактик. III. Особенности ки- нематики и структуры	675

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Караченцев И. Д. Однородная выборка двойных галактик. IV. Орнентация, мо-	693
Караченцев И. Д. (см. Архипова В. П.)	239
Катышева Н. А. Бальмеровские декременты звезд типа Т Тельца	301
Кацова М. М., Косовичев А. Г., Лившиц М. А. Происхождение непрерывного оптического излучения вспышек на красных карликовых звездах	285
Кишенасами С., Крикориан Р. А. Замечания к вычислению потока излучения при обратном комптоновском рассеянии	395
Климишин И. А., Гнатык Б. И. О законе движения сильных ударных волн	54?
Козошвили H , Γ ., Борчхадзе T . M . О направлении закручивания спиральных рукавов галактик в двойных и кратных системах	183
Колесник И. Г. (см. Аршуткин Л. Н.),	359
Комаровский В. А. (см. Горшков В. Н.)	799
Коровяковский Ю. П., Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е. Морфология девяти галактик с УФ-континуумом с двойными и кратными ядрами .	231
Корчалин В. И., Рахимов В. Ф. Генерация крупномасшта бной структуры выбросами масс из галактического центра	371
Корчагин В. И., Шевелев Ю. Г. Генерация спиральных воли перемычками в дифференциально вращающихся дисках	455
Корчагин В. И., Корчагин П. И. О нелинейной динамике пакстов спиральных воли плотности	825
Косовичев А. Г. (см. Кацова М. М.)	285
Крикориан Р. А. (см. Кишенасами С.)	395
Крицук А. Г. (см. Аракелян М. А.)	709
K уртанидзе O , M , H иколашвили M , Γ . Видимое распределение углеродных звезд в области 115° $\lesssim l \lesssim 126$ °, $-5 \lesssim b \lesssim +5$ ° · · · · · · · · ·	576
Леушин В. В., Снежко Л. И. Содержание гелия в атмосфере 380 Лебедя (эвоционный статус системы)	563
Лившиц М. А. (см. Кацова М. М.)	2 85
\mathcal{A} иповецкий В. А., Степанян Дж. А. Новые переменные звездные объекты с \mathcal{Y} Ф-континуумом	573
Липовецкий В. А. (см. Афанасьев В. Л.)	643
Липовецкий В. А. (см. Маркарян Б. Е.)	619
ной атмосферой	97
Аоскутов В. М., Соболев В. В. Поляризация излучения, многократно рассеянного в плоском слое	535

Магтесян А. П. (см. Аракелян М. А.)	23
Майзель В. А., Мингалиев М. Г., Пустильник С. А., Трушкин С. А. Дальнейшие наблюдения переменных радиоисточников на РАТАН-600	44
M алумян B . Γ . Наблюдения галактик высокой поверхностной яркости на частоте 3.66 г Γ μ . 1	245
$M_{ah_{\mathcal{A}}xoc}$ $A.$ $B.$ $X_{muлb}$ $C.$ $B.$ O некогерентных свойствах излучения вращающейся звезды	14
Mаркарян Б. Е., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А. Галактики с ультрафиолетовым континуумом. XV	619
$M_{e.1}$ ик- A лавердян O . K . Зависимость ультрафиолетового избытка от содержания лития в поздних гигантах	327
M елик- A лавердян \mathcal{O} . K . Об эволюционной связи фуоров и звезд типа T T au .	557
Мелик-Алавердян Ю. К. (см. Аветисян А. Х.)	225
Меликян Н. Д. (см. Мирзоян Л. В.)	71
Меликян Н. Д. (cm. Мирзоян Л. В.)	197
Мелконян А. С., Ола К., Осканян А. В. мл., Осканян В. С. Медленные изменения блеска ВҮ Dra	215
M етик \mathcal{A} , Π ., Π роник \mathcal{U} . \mathcal{U} . Спектрофотометрия центральной области галактики Маркарян 298=1С 1182—4	629
Метик Л. П. (см. Проник И. И.)	19
Мингалиев М. Г. (см. Майзель В. А.)	445
Минин И. Н. Ленинградская школа теории переноса излучения	585
Мирзоян Л. В., Чавушян О. С., Отанян Г. Б., Амбарян В. В., Гарибджанян А. Т., Меликян Н. Д., Нацвлишвили Р. Ш. Вспыхивающие эвезды в Плеядах. VI	71
Мирзоян Л. В., Чавушян О. С., Меликян Н. Д., Нацвлишвили Р. Ш., Оганян Г. Б., Амбарян В. В., Гарибджанян А. Т. Фотографическая колориметрия эвезд- ных вспышек в агрегатах Плеяд и Ориона	197
Михай.10вский А. Б. (см. Каладзе Т. Д.)	775
Мнацаканян М. А. Об одной особенности решения вадач консервативного	
изотропного рассеяния	.179
Наувлишвили Р. Ш. (см. Мирзоян Л. В.)	71
Наувлишвили Р. Ш. (см. Мирвоян Л. В.)	197
Николашвили М. Г. (см. Куртанидзе О. М.)	57ó
Носкова Р. И. (см. Архипова В. П.)	239
Обрехт М. С. (см. Гадияк Г. В.)	765
Оганесян Р. Х. (см. Аветисян А. Х.)	225

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	833
Отанян Г. Б. (см. Мирзоян Л. В.)	71
Отанян Г. Б. (см. Мирвоян Л. В.)	197
Ола К. (см. Мелконян А. С.)	215
Осканян А. В. мл. (см. Мелконян А. С.)	215
Осканян В. С. (см. Мелконян А. С.)	215
Ошерович А. Л. (см. Горшков В. Н.)	799
Π арсамян Э. С. О количестве звезд с H_a -эмиссией в области туманности Ориона .	579
Пенкин Н. П. (см. Горшков В. Н.)	799
Перельман M . E . Конденсация газа как причина возникновения инфиракрасного избытка в спектрах холодных туманностей	383
Петров Г. Т., Янкулова И. М., Голев В. К. Физические условия в ядрах галактик с эмиссионными линиями	43
Петросян А. Р. Примечательная галактика Маркарян 314 с тремя сгущениями .	421
IІетросян А. Р. (см. Коровяковский Ю. П.)	231
Hилюгин А. С., X $ ho$ омов Г. С. K вопросу о происхождении планетарных туманностей	16 7
Попов И. И. (см. Гаген-Торн В. А.)	35
Попов С. Б. (см. Бисноватый-Коган Г. С.)	333
Попов Ю. П. (см. Бисноватый-Коган Г. С.)	333
Π роник И. И., Метик Π . Л. Спектрофотометрия центральной области галактики Маркарян 290	19
Проник И. И. (см Метик П. Л.)	629
Π_{ytau} $A.$ $\Phi.$ Феноменологическая модель антивспыхивающей эвезды RZ PSC .	87
Пустильник С. А. (см. Майзель В. А.)	445
Рахимов В. Ф. (см. Корчагин В. И.)	371
hoейзлин В. И. Медленное вращение нейтронных звезд в теорин тяготения Йордана—Бранса—Дикке	187
Саакян К. А. (см. Коровяковский Ю. П.)	231
Савельсва М. В. (см. Архипова В. П.)	239
Сидоров К. А. Строение и колебания вращающихся политроп	783
Снежко Л. И. (см. Леушин В. В.)	563
Соболев В. В. (см. Лоскутов В. М.)	97
Соболев В. В. (см. Лоскутов В. М.)	535
Степанян Дж. А. (см. Липовецкий В. А.)	57.3
Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.)	619

Сюняев Р. А. (см. Варшалович Д. А.)	487
Теребиж В. Ю. (см. Дорошенко В. Т.)	667
Tимошенко $A. B. Быстрые и медленные изменения спектра SU Возничего$	5 19
T имошенко \mathcal{A} . B . Анализ кривой блеска SU Возничего за 1900—1979 гг	727
T овмасян Γ . M ., W ахбазян Θ . U . Активные галактики в группах галактик	265
T овмасян Γ . M . (см. A ветисян A . X .)	225
Трушкин С. А. (см. Майзель В. А.)	445
Фесенко Б. И. Важный селекционный эффект при исследовании распределения галактик по скоростям	719
Фесенко Л. М. Функция распределения чисел слабых галактик	61
Хачикян Э. Е. (см. Коровяковский Ю. П.)	231
Хачикян Э. Е. (см. Казарян М. А.)	661
Хотнянский А. Н. (см. Иванова Н. Л.)	819
Хмиль С. В. (см. Манджос А. В.)	141
Хотнянский А. Н. (см. Иванова Н. Л.)	819
X_{POMOB} Г. С. (см. Пилюгин Л. С.)	167
Чавушян О. С. (см. Мирзоян Л. В.)	71
Чавушян О. С. (см. Мирзоян Л. В.)	197
$\Psi_{xukbaa3e}$ Я. Н. О дефиците излучения shell-эвезд в бальмеровском континууме .	317
Шаповалова А. И. (см. Афанасьев В. Л.)	403
$ extit{Шаповалова}$ А. И. (см. Афанасьев В. Л.)	643
Шапошников В. Е. О магнитодрейфовом излучении на продольных волнах в маг- нитосфере нейтронной звезды	749
Шахбазян Э. Ц. (см. Товмасян Г. М.)	265
Шевелев Ю. Г. (см. Корчагин В. И.)	455
Шевченко В. С., Шутемова Н А. Поиск быстрых изменений блеска DF Tau	509
Шукуров А. М. Нелинейный рост возмущений плотности в расширяющейся бесстолкновительной среде	469
Шутемова Н. А. (см. Шевченко В. С.)	509
Яковлева В. А. (см. Гаген-Торн В. А.)	35
Яненко $H.~H.~$ (см. Γ адияк $\Gamma.~B.$)	7 65
Янкулова И. М. (см. Петров Г. Т.)	43
Яновицкий Э. Г. Поле излучения в плоской атмосфере при анизотропном рассеянии. Соотношение анвариантности	155

СОДЕРЖАНИЕ

журнала «Астрофизика», том 17 за 1981 год

Выпуск 1

Изолированные триплеты галактик. Новые лучевые скорости $\it H.~\it A.~\it Kараченцев a$	5
Спектрофотометрия центральной области галактики Маркарян 290 $_{\rm I}$ И. И. Проник, Л. П. Метик	19
Поляризационное и фотометрическое исследование пекулярной галактики NGC 3718 В. А. Гаген-Торн, И. И. Попов, В. А. Яковлева	35
Физические условия в ядрах галактик с эмиссионными линиями $\Gamma.\ T.\ \Piетров,\ H.\ M.\ Янкулова,\ B.\ К.\ Голев$	43
Средние поверхностные яркости одиночных и двойных галактик $M.\ A.\ A$ ракелян, $A.\ \Pi.\ M$ аттесян	53
Функция распределения чисел слабых галактик	61
Вспыхивающие эвезды в Плеядах. VI Л.В. Мирзоян, О.С. Чавушян, Г.Б. Отанян, В.В. Амбарян, А.Т. Гарибджанян, Н.Д. Меликян, Р.Ш. Нацвлишвили	71
Феноменологическая модель антивспыхивающей звезды RZ PSC А. Ф. Пухач	87
Полярнзация излучения, рассеянного неоднородной атмосферой В. М. Лоскутов, В. В. Соболев	9 7
Световое давление в спектральных линиях в среде с аксиально-симметричными сверхзвуковыми движениями. III. Газопылевые системы с крупномасштабным радиационным взаимодействием	109
Длина термализации резонансного излучения при частичном перераспределении по частотам	125
О когерентных свойствах излучения вращающейся звезды А.В. Манджос, С.В. Хмиль	141
Поле излучения в плоской атмосфере при анизотропном рассеянии. Соотношение инвариантности	155
К вопросу о происхождении планетарных туманностей Л. С. Пилюзин, Г. С. Хромов	16 7

КРАТКИЕ СООБ	ЩЕНИЯ
--------------	-------

Об одной особенности решения задач консервативного анизотропного рассеяния М. А. Мнацаканян	179
О направлении закручивания спиральных рукавов галактик в двойных и кратных системах	183
Медленное вращение нейтронных звезд в теории тяготения Йордана-Бранса-Дикке В. И. Рейзлин	187
извещения	
От комиссии по тематике 6-м телескопа	193
Выпуск 2	
Фотографическая колориметрия звездных вспышек в агрегатах Плеяды и Орион Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацвлишвили, Г. Б. Оганян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян	197
Медленные изменения блеска BY DRA А. С. Мелконян, К. Ола, А. В. Осканян мл., В. С. Осканян	215
Широкополосная спектрофотометрия углеродных звезд $A.~X.~A$ ветисян, $B.~\Pi.~$ Залинян, $IO.~K.~$ Мелик-Алавердян, $P.~X.~$ Озанесян, $I.~M.~$ Товмасян	225
Морфология девяти галактик с УФ континуумом с двойными и кратными ядрами \mathcal{W} . П. Коровяковский, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян	231
Лучевые скорости 44 взаимодействующих галактик В. П. Архипова, В. Л. Афанасьев, В. А. Досталь, А. В. Засов, И. Д. Караченцев, Р. И. Носкова, М. В. Савельева	239
Наблюдения галактик высокой поверхностной яркости на частоте 3.66 гГц I В. Г. Малумян	245
Однородная выборка двойных галактик. І. Эффекты избирательности и проекции $\mathcal{U}.~\mathcal{A}.~\mathcal{K}$ араченцев	249
Активные галактики в группах галактик Γ . M . T овмасян, ϑ . U . U ахбазян	265
О природе струйных выбросов в радиогалактиках В. Г. Горбанкий	273
Происхождение непрерывного оптического излучения вспышек на красных карликовых звездах М. М. Кауова, А. Г. Косовичев, М. А. Лившиц	285
Бальмеровские декременты звезд типа T Тельца $H.\ A.\ Kатышева$	301
Механизм нагрева звездного ветра звезд ранних спектральных классов Э. Я. Вильковиский	309
О дифиците излучения shell-звезд в бальмеровском континууме	317

Зависимость ультрафиолетового избытка от содержания лития в поздних гигантах Ю. К. Мелик-Алавердян	327
Эволюция МГД-волн в однородной изотермической среде	
Г. С. Бисноватый-Коган, С. Б. Попов, Ю. П. Попов	333
Вращающиеся горячие сверхплотные звезды В. Ф. Балек	349
Строение и характеристики турбулентных межзвездных облаков	
Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник	359
Γ енерация крупномасштабной структуры выбросами масс из галактического центра $B.~\mathcal{U}.~$ Корчагин, $B.~$ Ф. Рахимов	37 :
Конденсация газа как причина возникновения инфракрасного избытка в спектрах холодных туманностей	383
краткие сообщения	
Замечания к вычислению потока излучения при обратном комптоновском рассеянии с применением формулы $\varepsilon_{\ell} \approx \gamma^2 \varepsilon_{\ell}$	
С. Кишенасами, Р. А. Крикориан	395
O нейтринных потерях энергии ядерного вещества	398
Выпуск 3	
Поле скоростей сейфертовской галактики Маркарян 744 В. Л. Афанасьев, А. И. Шаповалова	403
В. Л. Афанасьев, А. П. Шаповалова	407
Примечательная галактика Маркарян 314 с тремя сгущениями А. Р. Петросян	421
Однородная выборка двойных галактик. П. Орбитальные массы	430
И. Д. Караченцев Дальнейшие наблюдения переменных радиоисточников на РАТАН-600	429
В. А. Майзель М. Г. Мингалиев, С. А. Пустильник, С. А. Трушкин	445
Генерация спиральных воли перемычками в дифференциально вращающихся дисках В. И. Корчагии, Ю. Г. Шевелев	455
Нелинейный рост возмущений плотности в расширяющейся бесстолкновительной	
среде	469
Нагрев первичного газа реликтовым излучением при наличии тяжелых элементов $\mathcal{A}.\ A.\ Bаршалович,\ B.\ K.\ Херсонский,\ P.\ A.\ Сюняев$	487
Внеатмосферные и наземные спектрофотометрические наблюдения группы звезд классов F-G K	495
Поиск быстрых изменений блеска DF Tau	
В. С. Шевченко, Н. А. Шутемова	509
Быстрые и медленные изменения спектра SU Возничего Л. В. Тимошенко	5 19
Поляризация излучения, многократно рассеянного в плоском слое	525

И. А. Климишин, Б. И. Гнатык И. В. Климишин, Б. И. Гнатык	547
Об эволюционной связи фуоров и звезд типа Т Таи Ю. К. Мелик-Алавердян	55 7
Содержание гелня в атмосфере V 380 Лебедя (эволюционный статус системы) В. В. Леушин, Л. И. Снежко	563
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Новые переменные звездные объекты с УФ-континуумом $B.\ A.\ \lambda$ иповецкий, \mathcal{A} ж. $A. Степанян$	573
Видимое распределение углеродных явезд в области $115^{\circ} < l < 126^{\circ}, -5^{\circ} < b < +5^{\circ}$ О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили	576
О количестве звезд с H_a -эмиссией в области туманности Ориона . Э. С. Парсамян	579
ОБЗОРЫ	
Ленинградская школа теории переноса излучения И. Н. Минин	585
Выпуск 4	
Галактики с ультрафиолетовым континуумом. XV Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян	619
Спектрофотометрия центральной области галактики Маркарян 298=1С 1182-4 λ . П. Мегик, И. И. Проник	629
Спектрофотометрия сейфертовской галактики Маркарян 1066 В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова	643
Спектрофотометрическое исследование одного квазизвездного объекта М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян	661
${\sf UBVR}$ -фотометрия сейфертовских галактик В. T . Дорошенко, В. Ю. T ереби $*$	667
Однородная выборка двойных галактик. III. Особенности кинематики и структуры $\mathcal{U}.~\mathcal{A}.~\mathcal{K}$ араченцев	675
Однородная выборка двойных гаалктик. IV. Ориснтация, моменты вращения, пекулярные движения	693
K оценке кинетической энергии скоплений галактик $M.\ A.\ A$ ракелян, $A.\ \Gamma.\ K$ рицук	7 09
Важный селекционный эффект при исследовании распределения галактик по скоростям	719
Анализ кривой блеска SU Возничего за 1900—1979 гг. Л. В. Тимошенко	727

Поле излучения в многослойных, изотропно рассенвающих атмосферах $T.\ B$ ийк	735
О магнитодрейфовом излучении на продольных волнах в магнитосфере нейтронной звезды	749
Уравнения состояния A е-фазы коры пульсара с учетом действия сверхсильного магнитного поля	7 65
Желобковая неустойчивость релятивистской плазмы $T.~\mathcal{A}.~$ Каладзе, $A.~$ Б. M ихайловский	775
Строение и колебания вращающихся политроп	783
Времена жизни возбужденных уровней Nd I и Nd II. Силы осцилляторов спек-	
тральных линий Nd I В. Н. Горшков, В. А. Комаровский, А. Л. Ошерович, Н. П. Пенкин	799
K вопросу о космическом переходном излучении на частицах пыли $\mathcal{D}.\ A.\ A$ гаронян, $A.\ C.\ A$ мбар y умян	807
краткие сообщения	
Лучевые скорости HD 187399 $H.\ \emph{A}.\ \emph{Иванова},\ \emph{A}.\ \emph{H}.\ \emph{Хотнянский}$	819
О нелинейной динамике пакетов спиральных воли плотности В. И. Корчагии, П. И. Корчагии	823

INDEX OF AUTHORS

Afanasjev V. L., Shapovalova A. I. Velocity field of the Seyfert galaxy Markarian 744	403
Afanasjev V. L., Lipovetsky V. A., Shapovalova A. I. Spectrophotometry of the Seyfert galaxy Markarian 1066	643
Afanasjev V. L. (see Arkhipova V. P.) · · · · · · · · · · ·	239
Aharontan F. A., Ambartsumian A. S. On the problem of cosmic transition radiation dust grains	807
Ambartsumian A. S. (see Aharonian F. A.) · · · · · · · ·	807
Arakeltan M. A., Kritsuk A. G. On the estimate of kinetic energies of clusters of galaxies	7 09
Arakelian M. A., Mahtessian A. P. The mean surface brightness of the single and double galaxies	53
Arkhipova V. P., Afanasjev Y. L., Dostal V. A., Zasov A. V., Karachentsev I. D., Noskova R. I., Saveleva M. V. Radial velocities of 44 interacting galaxies	239
Arshutkin L. N., Kolesnik I. G. The structure and characteristics of turbulence interstellar clouds	359
Avetissian A. Kh., Zalinian V. P., Melik-Alaverdian Yu. K., Hovhanessian R. Kh., Tovmassian H. M. The wide-band S spectrophotometry of carbon stars	225
Balek V. F. Rotating superdence stars	349
Basko M. M. The thermalization length of resonance radiation with partial frequency redistribution	125
Bisnovaty-Kogan G. S., Popov S. B., Popov Yu. P. Evolution of MHD-waves in homogeneous isothermal medium	333
Borchchadze T. M. (see Kogoshvill N.) · · · · · · · · · ·	183
Chavushian H. S. (see Mirzoyan L. V.)	71
Chavushian H. S. (see Mirzoyan L. V.) · · · · · · · · · · · ·	197
Chkhikvadze I. N. On radiation deficiency of shell-stars in Balmer continuum	317
Doroshenko V. T., Terebizh V. Yu. UBVR-photometry of Seyfert galaxies .	667

angular momentum, peculiar motions .

693

Karachentsev I. D. (see Arkhipova V. E.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	239
Katsova M. M., Kosovichev A. G., Livshits M. A. The origin of the optical continuum of flares on red Dwarfs	285
Katysheva N. A. The Balmer decrements of T Tau stars · · · · · ·	301
Khachtkian E. Ye. (see Korovyakovyskij Yu. P.) · · · · · · · · ·	231
Khachtkian E. Y. (see Kazarian M. A.) · · · · · · · · · · ·	661
Khersonsky V. K. (see Varshalovich D. A.) · · · · · · · · ·	487
Khmil' S. V. (see Mandjos A. V.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	141
Khromov G. S. (see Pilyugin L. S.) · · · · · · · · · · · ·	163
Khotnyanskii A. N. (see Ivanova N. L.) · · · · · · · · · · ·	819
Klimishin I. A., Gnatik B. I. The law of moment of strong shock waves in stellar envelopes	547
Kishenassamy S., Krikorian K. A. Comments on the evaluation of the inverse Compton flux	395
Kogoshvili N. G., Borchkhadze T. M. On the direction of coiling of galaxy spiral arms in double and multiple systems • • • • • • •	183
Kolesnik I. G. (see Arshutkin L. N.) · · · · · · · · ·	359
Komarovskii V. U. (see Gorshkov V. N.)	799
Korchagin V. I., Rachimov V. F. The generation of the large-scale structure by the mass ejection from the galaxy centre	371
Korchagin V. I., Shevelev Yu. G. The generation of spiral density waves by bar in differentially rotating disks	455
Korchagin V. I., Kurchagin P. I. On the nonlinear equations for the amplitude of density waves	823
Korovyakorskiy Yu. P., Petrossian A. K., Sahakian K. A., Khachikian E. Y. Morphology of the nine galaxies with UV-continua with double and multiple nuclei	231
Kosovichev A. G. (see Katsova M. M.)	
	285
Krikortan R. A. (see Kineshassami S.)	395
Kritsuk A. G. (see Arakelian M. A.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	709
Kurtanidze O. M., Nikolashvili R. A. Apparent distribution of the Carbon stars · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	576
Leushin S. A., Snezko L. I. The abundance of He in the atmosphere V 380 Cyg (The evolutionary status of the system) · · · · · · · · ·	563
Lipovetsky V. A., Stepanian J. A. New variable stellar objects with UV-continuum	573
Lipovetsky V. A. (see Markarian B. E.)	619
Lipovetsky V. A. (see Afanasev V. L.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	643
Livshits M. A. (see Katsova M. M.)	285

Loskutov V. M., Sobolev V. V. Polarization of radiation multiple scattered in a plane layer · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	535
Loskutov V. M., Sobolev V. V. Polarization of radiation scattered by an inhomogeneous atmosphere · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	97
Mahtessian A. P. (see Arakelian M. A.) · · · · · · · ·	53
Maizel' V. A., Mingaliev M. A., Pustil'nik S. A., Truskin S. A. Further observations of variable radio sources with RATAN-600 radiotelescope.	445
Malumian V. H. Observations of galaxies of high surface brightness at 3.66 GHz. 1 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	242
Manjos A. V., Khmil' S. V. On coherent properties of rotating star radiation	141
Markarian B. E., Lipovetsky V. A., Stepanian J. A. Galaxies with ultraviolet continuum. XV	619
Melik-Alaverdian Yu. K. Connection between ultraviolet excess and litium content in late giants	327
Melik-Alaverdian Yu. K. On the evolutionary connection between fuors and TTAU	557
Melik-Alaverdian Yu. K. (see Avetissian A. Kh.) · · · · · · ·	225
Melikian N. D. (see Mirzoyan L. V.)	71
Meltikian N. D., (see Mirzoyan L. V.) · · · · · · · · ·	197
Melkonian A. S., Olah K., Oskanian A. V., jt., Oskanian V. S. Slow brightness variations of BYNra	215
Metik L. P. (see Pronik I. I') · · · · · · · · · · · ·	19
Metik L. P., Pronik I. I. Spectrophotometry of the central region of galaxy Markarian 298=IC 1182-4 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	629
Michaylovski A. B. (see Kaladze T. D.)	775
Mingaliev M. A. (see Muizel' V. A.)	445
Minin 1. N. The Leningrad school of the theory of radiative transfer	585
Mirzoyan L. V., Chavushtan H. S., Ohantan G. B., Hambarian V. V., Ghartb- jantan A. T., Meliktan N. D., Natsvitshvili R. Sh. Flare stars in Plei- ades. VI	71
Mirzoyan L. V., Chavushian H. S., Melikian N. D., Natsvlishvili R. Sh, Ohanian G. B., Hambarian V. V., Gharibjanian A. T. Photographic colorimetry of stellar flares in the Pleiades and Orion aggregates	197
Mnatsukantan M. A. About one peculiarity of the solution of conservative anisotropic scattering problems	179
Natsvlishvili R. Sh. (see Mirzoyan L. V.)	71
Natsvlishvilt R. Sh. (see Mirzoyan L. V.)	197
Nikolashvili M. A. (see Kurtanidze O. M.) · · · · · · · ·	576
Obrecht M. S. (see Gadtyak G. B.) · · · · · · · · · · · ·	765
Oganessian R. Kh. (soo Avetissian A. Kh.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	225

Ohanian G. B. (see Mirzoyan L. V.) · · · · · · · · · · · · · 7
Ohantan G. B. (see Mirzoyan L. V.) · · · · · · · · · 19
Olah K. (see Melkontan A. S.) · · · · · · · · · · · · · · · · 21
Oskanian A. V. (see Melkonian A. S.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
Oskanian V. S. (see Melkonian A. S.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
Osherovich A. L. (see Gorshkov V. N.), · · · · · · · · · · · 799
Parsamtan E. S. On the number of H ₂ -emission stars in the region of Orion nebula
Penkin N. P. (see Gorshkov V. N.) · · · · · · · · · · · · · · 79
Perel'man M. E. Gas condensation as a cause of the infrared excess in the cold nebulae spectra · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
Petrov A. T., Yankulova I. M. Golev V. K. Physical conditions in the nuclei of the emission line galaxies
Petrossian A. R. The remarkable galaxy Markarian 314 three condensations · 421
Petrossian A. R. (sce Korovyakovsky Yu. P.) · · · · · · 23
Pilyugin L. S., Khromov G. S. On the origin of planetary nebulae 16
Popov I. I. (see Hagen-Thorn V. A.) · · · · · · · · 3.
Popov S. B. (see Bisnovaty-Kogan G. S.) · · · · · · · 33
Popov Yu. P. (see Bisnovaty-Kogan G. S.) · · · · · · · · 33
Pronik I. I. Spectrophotometry of the central region of the galaxy Markarian 290
Prontk I. I. (see Metik L. P.) · · · · · · · · · 62
Pugach A. F. A phenomenological model of the antiflare star RZ PSC 8
Pustil'nik S. A. (see Maizel' V. A.) · · · · · · · · 44
Rakhimov V. F. (see Korchagin V. I.) · · · · · · · · · · · · · 37
Reislin V. I. Slow rotation of neutron stars according to Iordan-Brans-Dicke theory
Sahakian K. A. (see Korovyakovsky Yu. P.)
Saveleva M. V. (sce Arkhipova V. P.) · · · · · · · 23
Shahbazian E. Ts. (see Toumassian H. M.) · · · · · · · · 26
Shapovalova A. I. (see Afanasjev V. L.) · · · · · · · 40:
Shapovalova A. I. (see Afanasjev V. L.) · · · · · · · 64
Shaposhnikov V. E. Curvature radiation on longitudinal waves in magnetosphere of a neutron star · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·

INDEX OF AUTHORS	845
Shevelev Yu. G. (see Korchagin V. I.)	455
Shukurov A. M. The nonlinear theory of gravitational instability in the expanding collisionless medium	469
Stdorov K. A. The structure and the oscillations of rotating polytropes	783
Shevchenko V. S., Shutyomova N. A. The search of the short-time light variation in DF-Tauri	509
Shutyomova N. A. (see Shevchenko V. S.)	509
Snezko L. I. (see Leushin V. V.)	563
Sobolev V. V. (see Loskutov V. M.)	9 7
Sobolev V. V. (see Loskutov V. M.)	535
Stepanian J. A. (see Lipovetsky V. A.) · · · · · · · · · · ·	573
Stepanian J. A. (see Markarian B. E.)	619
Sunyaev R. A. (see Varshalovich D. A.) · · · · · · · · ·	487
Terebiz V. Yu. (see Doroshenko V. T.) · · · · · · · · · · · ·	667
Timoshenko L. V. On the rapid and slow variations in the spectrum of SU Aur	519
Timoshenko L. V. An analysis of the light curve of SU Aurigae in 1900-1979	627
Toumassian H. M., Shahbazian E. Ts. Active galaxies in groups of galaxies	265
Tovmasstan H. M. (see Avetisstan A. Kh.) · · · · · · · · ·	225
Trushkin S. A. (see Matzel' V. A.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	519
Varshalovich D. A., Khersonsky V. K., Sunyaev R. A. Heating of the primor- dial gas by the background radiation if heavy elements were available.	487
Vilkowiscy E. Ya. Heating mechanism for stellar winds of early-type stars	309
Vitk T. Radiation field in multilayered isotropically scattering atmosphere	735
Yakovleva V. A. (see Hagen-Thorn V. A.) · · · · · · · · · · ·	35
Yanenko N. N. (see Gadiyak G. V.)	765
Yankulova I. M. (see Petrov G. T.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	43
Yanovitskij E. G. The field of radiation in a plane atmosphere with anisotro- pic scattering an invariance relation	155
Zalinian V. P. (see Avetissian A. Kh.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	225
Nasov A. V. (see Archipova V. P.) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	239

CONTENTS

Number 1

Isolated triplets of galaxies. New radial velocities 1. D. Karachentsev, V. E. Karachentseva	5
Spectrophotometry of the central region of the galaxy Markarian 290 1. 1. Pronik, L. P Metik	19
Polarization and photometric investigation of the peculiar galaxy NGC 3718 V. A. Hagen-Thorn, I. I. Popov. V. A. Yakovleva	35
Physical conditions in the nuclei of the emission-line galaxies G. T. Petrov, I. M. Yankulova, V. K. Golev	43
The mean surface brightness of the single and double galaxies M. A. Arakelian, A. P. Mahtessian	53
The function of the distribution of numbers of faint galaxies · L. M. Fessenko	61
Flare stars in Pleiades. VI	
L. V. Mirzoyan, H. S. Ghawashian, G. B. Ohanian, V. V. Hambarian, A. T. Gharibjanian, N. D. Melikian, R.Sh. Natsvlishvili	71
A phenomenological model of the antiflare star RZ PSC · · · A. F. Pugach	87
Polarization of radiation scattered by an inhomogeneous atmosphere V. M. Loskutov, V. V. Sobolev	97
The radiative pressure in spectral lines in the medium with axial-symmetric supersonic motions. III. Gas and dust systems with large-scale radiative coupling	109
The thermalization length of resonance radiation with partial frequency redistribution · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	125
On coherent properties of rotating star radiation A. V. Manjos, S. V. Khmil'	141
The field of radiation in a plane atmosphere with anisotropic scattering. An invariance relation • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	155
On the origin of planetary nebulae · · · L. S. Pilyugin, G. S. Khromov	167
NOTES	
About one peculiarity of the solution of conservative anisotropic scattering problems · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	179
On the direction of coiling of galaxy spiral arms in double and multiple systems N. G. Kogoshvill, T. M. Borchkhadze	183

Slow rotation of neutron stars according to Iordan-Brens-Dicke theory of gravitation · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	187
From the commission on the theme of the 6-meter telescope · · ·	193
Number 2	
Photographic colorimetry of stellar flares in the Pleiades and Orion aggregates L. V. Mirzoyan, H. S. Chavushian, N. D. Melikian, R. Sh. Natsvlishvili, G. B. Ohanian, V. V. Hambarian, A. T. Garibdjanian	-197
Slow brightness variations of by DRA A. S. Melkontan, K. Olah, A. V. Oskantan, jr., V. S. Oskantan	215
The wide-band S spectrophotometry of Carbon stars A. Kh. Avetissian, V. P. Zalinian, Yu. K. Melik-Alaverdian, R. Kh. Hovhanessian, H. M. Tovmassian	225
Morphology of the nine galaxies with UV-continua with double and multiple nuclei	
Yu. P. Korovyakovskij, A. K. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikian	231
Radial velocities of 44 interacting galaxies V. P. Arkhipova, V. L. Afanasiev, V. A. Dostal', A. V. Zasov, I. D. Karachentsev, R. I. Noskova, M. V. Saveleva	239
Observations of galaxies of high surface brightness at 3.66 CHz V. H. Malumtan	245
Homogeneous sample of binary galaxies. I. Selection and projection effects I. D. Karachentsev	249
Active galaxies in groups of galaxies . H. M. Townassian, E. Ts. Shahbazian	265
On the nature of jet-like formations in radiogalaxies · · V. G. Gorbatsky	273
The origin of the optical continuum of flares on red dwarfs M. M. Katsova, A. G. Kosovichev, M. A. Livshits	285
The Balmer decrements of T TAU stars · · · · N. A. Katysheva	301
Heating mechanism for stellar winds of early-type stars · E. Ya. Vilkowiscy	309
On radiation deficiency of shell-stars in balmer continuum · 1. N. Chkhikvadze	317
Connection between ultraviolet excess and lithium content in late giants Yu. K. Melik-Alaverdian	327
Evolution of MHD-waves in homogeneous isothermal medium G. S. Bisnovaty-Kogan, S. B. Popov, Yu. P. Popov	333
Rotating superdense stars · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	349
The structure and characteristics of turbulence interstellar clouds L. N. Arshutkin, I. G. Kolesnik	359
The generation of the large-scale structure by the mass ejection from the galaxy centre · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	371
Gas condensation as a cause of the infrared excess in the cold nebulae spectra	383

848 CONTENTS

NOTES

Comments on the evaluation of the inverse compton flux S. Kishenassamy, K. A. Krikorian	395
Neutrino energy loss of nuclear matter L. Sh. Grigorian	398
Number 3	
Velocity field of the Seyfert galaxy Markarian 744 V. L. Afanasyev, A. l. Shapovalova	403
The remarkable galaxy Markarian 314 with three condensations A. R. Petrosstan	421
Homogeneous sample of binary galaxies. II. Orbital masses I. D. Karachentsev	429
Further observations of variable radio sources with RATAN-600 radiotelescope	
V. A. Matzel', M. G. Mingaltev, S. A. Pustilnik, S. A. Trushkin	445
The generation of spiral density waves by bar in differentially rotating disks V. I. Korchagin, Yu. G. Shevelev	45 5
The nonlinear theory of gravitational instability in the expanding collisionless medium · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	469
Heating of the primordial gas by the background radiation if heavy elements were available · D. A. Varshalovich, V. K. Khersonsky, R. A. Sunyaev	487
Space and ground based spectrophotometric observations of a group of F, G and K type stars	495
The search of the short-time light variations in DF Tauri V. S. Shevchenko, N. A. Shutyomova	509
On the rapid and slow variations in the spectrum of SU AUR L. V. Timoshenko	519
Polarization of radiation multiple scattered in a plane layer V. M. Loskutov, V. V. Sobolev	535
The law of movement of strong shock waves in stellar envelopes I. A. Klimishin, B. I. Gnatyk	547
On the evolutionary connection between fuors and T TAU type stars Yu. K. Meltk-Alaverdian	557
The abundance of He in the atmosphere V 380 Cyg (the evolutionary status of the system) · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	563
NOTES	
New variable stellar objects with UV-continuum V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian	573
Apparent distribution of the carbon stars in the region 115° < l < 126°5° < b < +5°	
O. M. Kurtanidze, M. A. Nikolashvili	576
On the number of H _{\sigma} -emission stars in the region of Orion nebula E. S Pareamian	579

REVIEWS

REVIEWS	
The Leningrad school of the theory of radiative transfer · · · · //. N. Minin	585
Number 4	
Galaxies with ultraviolet continuum. XV B. E. Markarian, V. A. Lipoveisky, J. A. Stepanian	619
Spectrophotometry of the central region of salaxy Markarian 258=1C 1182-4 L. P. Metik, I. I. Pronik	629
Spectrophotometry of the Seyfert galaxy Markarian 1066 V. L. Afanasjev, V. A. Lipovetsky, A. I. Shapovalova	643
Spectrophotometric studies of one QSO · M. A. Kazartan, E. Ye Khachikian	661
UBVR-photometry of Seyfert galaxies . V. T. Doroshenko, V. Yu. Terebizh	667
Homogeneous sample of binary galaxies. III. Peculiarities of kinematic and structure · · · · · · · · · · · · · · I. D. Kara chentsev	675
Homogeneous sample of binary galaxies. IV. Orientation angular momentum peculiar motions · · · · · · · · · · · · · I. D. Karachentsev	69 3
On the estimate of kinetic energies of clusters of galaxies M. A. Arakelian, A. G. Kritsuk	709
A selectional effect of large importance during the investigation of the velocity distribution of the galaxies · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	719
An analysis of the light curve of SU Aurigae in 1900-1979 L: V. Timoshenko	727
Radiation field in multilayered isotropically scattering atmosphere . T. Vilk	735
Curvature radiation on longitudinal waves in magnetosphere of a neutron star V. E. Shaposhn ikov	749
Equation of state of Ae phase of pulsar crust with an account of super-long magnetic field action · G. V. Gadiyak, M. S. Obrecht, N. N. Yanenko	765
The flute instability of the relativistic plasma T. D. Kaladze, A. B. Mikhaylovski t	775
The structure and the oscillations of rotating polytropes · · C. A. Sidorov	78 3
Lifetimes of the excited levels Nd I and Nd II. Oscillator strength of spectral lines Nd I.	
V. N. Gorshkev, V. A. Komarcuskii, A. L. Osherovich, N. P. Penkin	799
Cn the problem of cosmic transition radiation dust grains F. A. Aharonian, A. S. Ambartsumi an	807
NOTES	
Destin and action of UD 197200 N I learness A N Khotauansku	819

On the nonlinear equations for the amplitude of density waves

V. I. Korchagin, P. I. Korchaign

CONTENTS

GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. XV	(10
B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian SPECTROPHOTOMETRY OF THE CENTRAL REGION OF GALAXY MAR-	619
KARIAN 298=IC 1182-4 · · · · · · · · · · · · · L. P. Metik, I. I. Prontk	629
SPECTROPHOTOMETRY OF THE SEYFERT GALAXY MARKARIAN 1066 V. L. Afanasjev, V. A. Lipovetsky, A. I. Shapovalova	643
SPECTROPHOTOMETRIC STUDIES OF ONE QSO M. A. Kazarian, E. Ys. Khachiklan	661
UBVR-PHOTOMETRY OF SEYFERT GALAXIES	
V. D. Doroshenko, V. Yu. Terebizh	667
HOMOGENEOUS SAMPLE OF BINARY GALAXIES. III. PECULIARITIES OF KINEMATICS AND STRUCTURE · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	675
HOMOGENEOUS SAMPLE OF BINARY GALAXIES. IV. ORIENTATION, ANGULAR MOMENTUM, PECULIAR MOTIONS · · I. D. Karachentsev	693
ON THE ESTIMATION OF KINETIC ENERGIES OF CLUSTERS OF GALAXIES M. A. Arakelian, A. G. Kritsuk	7 09
A SELECTIONAL EFFECT OF LARGE IMPORTANCE DURING THE INVESTIGATION OF THE VELOCITY DISTRIBUTION OF THE GALAXIES B. I. Fessenko	719
AN ANALYSIS OF THE LIGHT CURVE OF SU AURIGAE IN 1900-1979 L. V. Timoshenko	727
RADIATION FIELD IN MULTILAYERED ISOTROPICALLY SCATTERING ATMOSPHERE	735
CURVATURE RADIATION ON LONGITUDINAL WAVES IN MAGNETO- SPHERE OF A NEUTRON STAR · · · · · · · · · · · · V. E. Shaposhnikov	749
EQUATION OF STATE OF AE PHASE OF PULSAR CRUST WITH AN ACCOUNT OF SUPERSTRONG MAGNETIC FIELD ACTION	
G. V. Gadiyak, M. S. Obrecht, N. N. Yanenko	765
THE FLUTE INSTABILITY OF THE RELATIVISTIC PLASMA T. D. Kaladze, A. B. Mikhailovskii	775
THE STRUCTURE AND THE OSCILLATIONS OF ROTATING POLYTROPES K. A. Sidorov	7 83
LIFETIMES OF THE EXCITED LEVELS Nd I AND Nd II. OSCILLATOR STRENGTHS OF SPECTRAL LINES Nd I V. N. Gorshkov, V. A. Komarovskii, A. L. Osherovich, N. P. Penkin	799
ON THE PROBLEM OF COSMIC TRANSITION RADIATION ON DUST	• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •
GRAINS F. A. Aharontan, A. S. Ambartsumian	807
NOTES	
RADIAL VELOCITIES OF HD 187399 N. L. Ivanova, A. N. Khotnyansky	819
ON THE NONLINEAR EQUATIONS FOR THE AMPLITUDE OF DENSITY WAVES V. I. Korchagin, P. I. Korchagin	823

ЦЕНА 1 Р. ИНДЕКС 77706

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

О МАГНИТОДРЕЙФОВОМ ИЗЛУЧЕНИИ НА ПРОДСЛЬНЫХ ВОЛНАХ В МАГНИТОСФЕРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ \cdots В. Е. Шапошников	749
уравнение состояния ае-фазы коры пульсара с учетом действия сверхсильного магнитного поля Γ . В. Гадияк, М. С. Обрехт, Н. М. Яненко	765
ЖЕЛОБКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЭМЫ $T.~\mathcal{A}.~\mathit{Kanagse},~A.~\mathit{E}.~\mathit{Muxaйlogckuй}$	775
СТРОЕНИЕ И КОЛЕБАНИЯ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПОЛИТРОП $K.\ A.\ Cuдоров$	783
ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ Nd I И Nd II. СИЛЫ ОС- ЦИЛЛЯТОРОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ Nd I В. Н. Горшков, В. А. Комаровский, А. Л. Ошерович, Н. П. Пенкин	7 99
К ВОПРОСУ О КОСМИЧЕСКОМ ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ НА ЧАСТИЦАХ ПЫЛИ $\cdots \cdots \mathcal{D}$. А. Агаронян, А. С. Амбарцумян	807
краткие сообщения	
лучевые скорости но 187399	819
О НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКЕ ПАКЕТОВ СПИРАЛЬНЫХ ВОЛН ПЛОТНОСТИ В. И. Корчания, П. И. Корчания	823