

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ XIII

Б. Е. Маркarian, В. А. Липовечий, Дж. А. Степанян 363

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С УФИЗБЫТКОМ С ДВОЙНЫМИ И КРАТНЫМИ ЯДРАМИ II ГАЛАКТИКИ С СЕЙФЕРТОВСКИМИ ОСОБЕННОСТЯМИ КОМПОНЕНТОВ ЯДЕР

А. Р. Петросян, К. А. Сапьян, Э. Е. Хачикян 373

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ЯДРАХ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК ТИПА I

Г. Т. Петросян 383

КОМПАКТНЫЕ ГАЛАКТИКИ В ОКРЕСТНОСТИ СКОПЛЕНИЯ A 2255

Ф. Бернсен, А. Т. Калалалян 393

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД В ЧАСТОТЕ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ

Р. Г. Мнацаканян, А. В. Осканян, А. Аюшян 413

СИНХРОННЫЕ UV-НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫШЕК UV КИТА I

Н. Н. Килычов, Н. Д. Медикян, А. В. Мирзоян, В. С. Шевченко 423

К ВОПРОСУ ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ВСПЫШЕК КРАСНЫХ КАРИКОВЫХ ЗВЕЗД С ПОМОЩЬЮ ОБРАТНОГО КОМПОН-ЭФФЕКТА

Г. А. Арцутунян, Р. А. Крикорян, А. Г. Никомасян 431

СИСТЕМА ГАЛАКТИЧЕСКИХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ, ЭВОЛЮЦИЯ ЯДЕР

Г. С. Хромова 445

ОБ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЯХ M_x И $Ca II$ В ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЯХ

Г. А. Гурьян 461

ЭВОЛЮЦИЯ ЭНТРОПИЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОСЛЕРЕКОМБИНАЦИОННУЮ ЭПОХУ I ЛИНЕЙНАЯ СТАДИЯ

Л. С. Зензван, А. Д. Чернин 473

РАСЧЕТ СПЕКТРА ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ II ПЛОСКИЙ СЛОЙ КОНЕЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ

А. Н. Писиркер 483

ВРАЩАЮЩИЕСЯ СВЕРХПЛОТНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ С УЧЕТОМ ИОННИЗАЦИИ ВЕЩЕСТВА

Г. Г. Арцутунян, В. В. Папоян, А. В. Саркисян, Э. В. Чубарян 497

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О ЦЕНТРИННОЙ СВЕТИМОСТИ МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД В ПЕРЕНОРМИРУЕМЫХ МОДЕЛЯХ

В. В. Скобелев 503

КОНФИГУРАЦИИ ВЫРОЖДЕННЫХ МАСС ПО БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ РОЗЕНА

А. В. Саркисян, Б. В. Хачатрян, Э. В. Чубарян 506

ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ

О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ КОМПАКТНЫХ ГРУПП КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК

Г. М. Товмассян, Э. Ц. Шахбазян, М. С. Ширбакян 513

ОБЗОРЫ

ПУЛЬСАРЫ М. А. Мнацаканян 515

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ПУЛЬСАРА В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛАБОРАТОРИИ

А. С. Цикадзе, С. Дж. Цикадзе 533

Խ Մ Բ Վ Գ Դ Վ Կ Ա Ն Կ Ո Ւ Ե Գ Ի Վ

Ա. Ա. Բուրաշուկ, Վ. Գ. Գորբաքլի, Յա. Բ. Զելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան,
Ի. Մ. Կոսիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ն. Մարգարյան,
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Լ. Ի. Սեդով, Վ. Վ. Սիրոկա
(գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Փալոդյան (պատասխանատու փարսողար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, В. Г. Горбачкин,
Я. Б. Зельдович, А. Т. Қаллогян (ответственный секретарь), И. М. Копылов,
Б. Е. Маркarian, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Л. И. Седов,
В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасын

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

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

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

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

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռուբլի, քառամսեղանի 4 ռուբլի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր քառամսեմսեղանում, իսկ արտասահմանում «Մեդլոնհաուզեյա Կենիա» զբոճակության միջոցով, Մոսկվա, 200:

© Издательство АН Арм. ССР, 1979.
«Астрофизика».

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.855

ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. XIII

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

Поступила 4 мая 1979

Приводится XIII список галактик, обладающих интенсивным ультрафиолетовым континуумом. Список содержит данные о 108 галактиках, у 67 из них обнаружено или заподозрено присутствие эмиссионных линий в спектре. Предсказывается присутствие сейфертовских особенностей у четырех объектов, № 1217, 1239, 1269 и 1298. Заподозрено присутствие слабо выраженных сейфертовских особенностей у объектов № 1199, 1212 и 1259 и природа QSO у объекта № 1278.

В настоящий список вошли галактики, обладающие сильным и отчасти умеренным ультрафиолетовым континуумом, обнаруженные при обработке снимков спектрального обзора неба, проводимого в Бюракане, начиная с 1965 г. Обзор проводится с 40—52" телескопом системы Шмидта в сочетании с тонкими увнолевыми объективными призмами. При обзоре в основном употребляются полутораградусная и лишь частично трехградусная призмы, дающие в сочетании с указанным телескопом дисперсии соответственно 2500 и 1800 Å/мм у H-.

Приведенные в табл. I галактики располагаются в различных зонах склонения, заключенных между $6^{\text{h}}40^{\text{m}}$ и $11^{\text{h}}40^{\text{m}}$ прямого восхождения. Такая рассеянность по небу приводимых объектов объясняется тем, что в последние годы наряду с областями, расположенными ниже экватора, т. е. в зонах склонения между 0 и — 15 градусами, проводились наблюдения и ряда площадок в высоких зонах склонения, для которых ранее, по разным причинам, не были получены удачные снимки. Эти дополнительные и повторные наблюдения преследуют цель сделать обзор, по мере возможности, однородным.

Методика наблюдений, поиска, отбора и классификации объектов осталась прежней [1—3].

Основные данные галактик, вошедших в этот список, приведены в табл. 1, в столбцах которой даны соответственно:

- 1 — порядковые номера;
- 2 — номер галактики по NGC (IC отмечаются звездочкой) или MCG [4], если галактика занесена в один из этих каталогов. При этом числа четырехзначные и меньше относятся к NGC и IC, а остальные к MCG [4];
- 3—4 — экваториальные координаты по [5], если объект занесен в этот каталог. В остальных случаях координаты были определены нами с точностью $0^m.1$ для прямого восхождения и $1'$ для склонения;
- 5 — угловые размеры в секундах дуги центральной — яркой части галактики по измерениям на картах Паломарского обозрения. Эти размеры заметно преувеличены из-за влияния различных эффектов;
- 6 — приближенная яркость — фотографическая величина ядра или центрального сгущения, обуславливающего спектр галактики. Приведенные оценки яркости получены путем глазомерных сравнений спектральных изображений ядер галактик и звезд с известными яркостями. Эти грубые оценки приведены для ориентировки при дальнейших исследованиях этих галактик;
- 7 — класс спектрального изображения, который определяется следующими характеристиками: а) степенью конденсации галактики (резкостью спектра), меняющейся от звездообразной — s до диффузной — d (промежуточные подклассы обозначаются через sd и ds); б) величиной ультрафиолетового излучения, хорошо коррелирующей с протяженностью ультрафиолетового континуума. Подклассы обозначаются цифрами 1, 2 и 3, схожими по величине UV-излучения со звездами классов O—B0, B1—B3 и B5—B8 соответственно; в) присутствием эмиссионных линий, отмечаемых буквой «e» или «e:» в зависимости от того, обнаруживаются они уверенно, или лишь подозреваются.

В табл. 1 приведены данные для 108 галактик; по степени конденсации и по величине ультрафиолетового излучения они распределены следующим образом:

Класс	s	sd	ds	d	Класс	1	2	3	Всего
Кол-во	26	24	28	30	Кол-во	12	32	64	108

Таблица 1

СПИСОК ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ
КОНТИНУУМОМ. XIII

№	Галактика	Координаты		Размеры	m _{pg}	Спектраль- ный тип
		α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6	7
1195		6 ^h 40 ^m 0	+ 78° 05'	16"	17 ^m	ds2e:
1196		59.6	+39 18	10	16	d3e:
1197	5-17-10	7 02.9	+28 23	24 × 16	16	s3e:
1198	4-17-8	08.0	+26 00	12	16	sd3e:
1199*	6-17-2	20.5	+33 31	15	13.5	sd1e:
1200	5-18-11	21.9	+27 26	27 × 14	15.5	sd3e:
1201	5-18-12	22.6	+30 04	13	16	sd1e
1202		42.4	+28 34	12 × 9	17	d3e
1203		44.8	+28 27	14 × 10	16.5	sd3
1204		46.6	+29 04	15 × 10	15.5	d2
1205		53.0	+16 42	11	16.5	sd2e
1206		54.4	+14 48	14	15.5	d3
1207	2511	59.5	+ 9 32	25 × 15	15.5	ds3e
1208		8 01.2	+ 8 50	14	15.5	sd2e:
1209		01.3	+10 09	13 × 7	15	d3
1210	1-21-9	01.5	+ 5 15	25	15	ds2e
1211	1-21-10	03.0	+ 7 44	18	16	ds3e:
1212*		04.0	+27 16	13 × 8	15	s2e
1213		10.5	- 0 13	12	15	s2e
1214	3-22-9	21.1	+14 55	27 × 15	15.5	ds3
1215		25.6	+23 14	10	16.5	sd3e:
1216	1-22-13	26.3	- 6 46	27 × 14	15.5	ds3
1217*		27.9	- 4 14	13 × 7	17	s1e:
1218	2622	35.3	+25 05	20 × 15	15	s3e:
1219		50.3	- 4 35	13	16.5	d3
1220		51.8	+17 53	12	16.5	s2e:
1221		9 00.4	+18 27	27 × 10	16	d2e:
1222		00.6	+20 52	9	16	d3e:
1223		01.3	+17 16	12	16.5	d3e
1224	2431*	01.7	+14 48	10	15	d3e
1225	528*	06.6	+16 00	33 × 16	15	ds3
1226		06.8	+19 43	20 × 18	15.5	sd3e
1227		11.2	+18 10	17 × 13	16.5	d3e:
1228	2750	12.2	+19 55	22 × 18	16	d2e
1229	2453*	13.0	+21 09	27 × 15	15.5	sd3e

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
1230	4-22-29	9 ^h 14 ^m 1	+25 38'	40×27'	14 ^m 5	sd2
1231	2-23-10	17.2	-10 18	15	15	sd3
1232		17.3	+1 09	20×14	16	ds3e:
1233	0-25-1	31.6	+0 29	27×18	14	ds3e:
1234		36.6	-9 14	20×13	16	ds3e
1235	296 ^q	39.5	-8 23	10	15.5	s3
1236	3023	47.3	+0 51	17×9	16.5	d1e
1237	7-20-67	47.4	+41 34	14×9	15.5	d2e:
1238		48.8	-1 19	15×10	16.5	ds3
1239 ^a		49.7	-1 22	14	14.5	s1e
1240	576 ^a	52.4	+11 16	13	16	ds3e
1241	2-26-4	53.9	+11 21	25×18	15.5	ds2
1242	2-26-8	55.9	+13 27	20×14	15	ds3e
1243	3080	57.3	+13 17	21×18	15	ds3e:
1244		57.4	-5 05	14	16	ds3e:
1245		10 04.1	-7 12	10	16	d3
1246		07.5	+77 58	12×7	16.5	ds3
1247		07.9	+16 56	12×10	16	s3e:
1248		09.0	+78 05	14×9	16.5	s3e:
1249		10.5	-7 17	16×12	16	sd3
1250	13-8-11	12.0	+77 07	12	16.5	ds3
1251		14.0	-9 14	12×9	16.5	d3e
1252		14.0	-7 56	15×12	15.5	d3
1253		17.1	-3 05	13	16	sd3
1254		17.7	-8 39	15	16	ds3e
1255	13-8-19	22.0	+79 31	10×8	16	s2e:
1256		22.6	-3 56	8	16.5	d2
1257		22.9	-7 14	14	16.5	sd3
1258		35.4	-7 01	26×20	15	ds2e:
1259 ^a	630 ^a	35.9	-6 54	47	13.5	sd1e
1260	3326	36.9	5 22	17	15	sd2
1261	0-28-3	41.4	-1 01	22×17	15.5	s2e
1262	2-29-3	43.1	+11 57	10	17	sd3e:
1263		46.3	+12 28	15×8	15.5	d1e
1264	1-28-11	46.5	+7 11	33×14	15	sd3
1265		47.0	+23 06	14×8	17	d1e:
1266	1-28-16	49.8	+8 21	20×13	15.5	s2

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
1267		10 ^h 50 ^m 4	+ 4° 54'	20×14"	15 ^m	s2e:
1268		52.3	+ 39 23	9	17	d2
1269*		52.5	+ 40 42	6	17	s1e
1270	-2-28-21	53.3	- 9 35	13×10	15	s3e:
1271	1-28-22	53.5	+ 6 26	18×14	15.5	ds1e
1272		55.0	+ 15 36	9×7	17	s2e:
1273	-2-28-25	56.3	- 9 34	13	16	s3e:
1274		56.3	+ 7 00	13×10	16.5	d3
1275		57.5	+ 10 39	10	16	d2
1276		58.7	+ 10 45	20×14	15.5	ds3
1277		11 00.9	- 1 07	15	16.5	ds3
1278**		01.9	+ 39 04	7	17	s1e:
1279		02.9	+ 35 23	8	15.5	d2e
1280		03.3	- 5 59	13×8	16.5	d3
1281		03.9	+ 77 33	14×8	16.5	sd3
1282	4-26-31	04.7	+ 21 46	22×18	15	sd3e:
1283		05.1	+ 28 46	11×9	15.5	ds2e
1284		06.4	- 0 42	10	15.5	sd2e:
1285		08.9	+ 22 27	8	17	ds3e:
1286		09.2	+ 78 21	9	17	sd2
1287		10.1	- 10 01	11×7	16	d2
1288	3618	15.9	+ 23 45	15	16	s3e:
1289	6-25-42	16.2	+ 36 56	14	16	d3
1290		17.4	- 5 35	8	15.5	sd3
1291	3660	21.1	- 8 24	13	15.5	s3e
1292		21.6	- 7 01	15×9	16.5	d3
1293		22.2	+ 20 03	12×9	17	sd3
1294		23.6	- 5 19	33×15	14.5	d3
1295		26.1	+ 8 02	12×8	16.5	ds3e
1296	4-27-45	26.3	+ 21 01	18×12	16.5	ds3e:
1297	3-29-58	26.6	+ 20 04	20×13	16	s3
1298*		26.7	- 4 08	14×9	15	s1e
1299		31.6	- 7 21	13	15.5	ds2
1300		31.7	+ 24 44	11×9	16.5	d2
1301	6-26-7	33.2	+ 35 36	27×14	15	s2e
1302	1-30-5	36.4	+ 3 51	13	15.5	s2e:

Примечания к таблице

- 1195 — Сферическая. Возможно, пекулярная.
- 1196 — Имеет ядро сложной структуры. Наблюдаются слабые спутники или сверхассоциации на юге и на севере.
- 1197 — По-видимому, ядро пекулярной спирали.
- 1198 — Ядро, по-видимому, расстроенной спирали со спутником на NW.
- 1199 — Ядро галактики сложной структуры с большим выбросом на NE. Не исключена возможность наличия у нее слабо выраженных сейфертовских особенностей.
- 1200 — Ядро спирали с перемычкой.
- 1201 — Сферическая, умеренно конденсированная галактика. На востоке наблюдается сильно вытянутое образование, связь которого с этой галактикой не исключена.
- 1202 — Сфероидальная. Вытянута по λ .
- 1203 — Сфероидальная.
- 1204 — Сфероидальная. Вытянута по λ .
- 1205 — Сферическая, умеренно конденсированная галактика.
- 1206 — Сферическая, компактного вида.
- 1207 — Сфероидальная.
- 1208 — Почти сферическая.
- 1209 — Ядро пекулярной спирали.
- 1210 — Сферическая, с разрезанными краями. В спектре четко наблюдаются H α и (N $_1^+$ + N $_2$ + H γ).
- 1211 — Система из двух-трех галактик в контакте.
- 1212 — Сфероидальная, компактная. Возможно наличие сейфертовских особенностей.
- 1213 — Ядро, по-видимому, спиральной галактики, наблюдаемой с ребра.
- 1214 — Сфероидальная. Имеет голубое образование на юге и голубой спутник на юго-востоке.
- 1215 — Юго-западный компонент двойной системы.
- 1216 — Сфероидальная.
- 1217 — Компактная, эллиптической формы. Вытянута по λ . Возможно, что двойная, в противном случае на западный край проектируется звезда. В спектре намечаются эмиссионные линии. Возможно присутствие сейфертовских особенностей.
- 1218 — Ядро спиральной галактики, имеющей двух спутников, 16 m и 17 m , расположенных на западе. У спутников наблюдается слабый UV-континуум.
- 1219 — Сферическая, с корной.
- 1220 — Сферическая, очень компактная галактика.
- 1221 — Галактика эллиптической формы.
- 1222 — Ядро пекулярной галактики.
- 1223 — Сферическая.
- 1224 — Тесная система, состоящая из нескольких сфероидальных галактик.
- 1225 — Ядро спирали, имеющей несколько спутников, связанных с ней.
- 1226 — Сфероидальная.
- 1227 — Сфероидальная.
- 1228 — Почти сферическая.
- 1229 — Ядро малоразвитой спирали.
- 1230 — По-видимому, двойная. Данные относятся к юго-восточному компоненту.
- 1231 — Ядро галактики с баром.
- 1232 — Сфероидальная, вытянута по λ .
- 1233 — Структура галактики не ясна.
- 1234 — Линзовидная. Вытянута с NE на SW.

- 1235 — Ядро спиральной галактики типа Sc, размеры и яркость относятся к ядру.
- 1236 — Спутник довольно яркой спирали NGC 3023, расположенной в рукаве к юго-востоку от центра галактики, на расстоянии 25". По-видимому, имеет место проектирование спутника на восточный рукав.
- 1237 — Овальной формы. Вытянута с NE на SW, Holm 146.
- 1238 — Овальная, имеет слабый ореол.
- 1239 — Сферическая, компактная. В спектре четко наблюдается H₁. Можно уверенно предсказать наличие сейфертовских особенностей.
- 1240 — Сферическая, со слабой короной. Кроме H₁ намечается эмиссионная линия в синей области спектра.
- 1241 — Овальная, с короной.
- 1242 — Ядро сфероидальной галактики.
- 1243 — Центральная часть ранней спирали.
- 1244 — Сферическая, с короной.
- 1245 — Компактная, слабо конденсированная.
- 1246 — Сферическая. Вытянута с NE на SW.
- 1247 — Овальная.
- 1248 — Сфероидальная, имеет вытянутую оболочку.
- 1249 — Сфероидальная, со слабым ореолом.
- 1250 — Сферическая, с короной.
- 1251 — Овальная, компактного вида.
- 1252 — Овальная, со слабой короной.
- 1253 — Сферическая. Имеет асимметричную корону. На расстоянии 40" к западу эмиссионная галактика примерно такой же яркости, без заметного UV-континуума. Вероятно, образуют пару.
- 1254 — Сферическая, со слабым ореолом. Намечается H₁.
- 1255 — Овальная, имеет звездообразное ядро.
- 1256 — Сферического вида. Не исключено, что тесно-двойная.
- 1257 — Сферическая.
- 1258 — Овальная, с двумя выступами на севере.
- 1259 — Сферическая, с короной. В спектре четко наблюдаются эмиссионные линии. Возможно присутствие слабых спиральных рукавов. Не исключена возможность наличия сейфертовских особенностей.
- 1260 — Ядро сферической галактики с короной, на NW намечаются три уплотнения.
- 1261 — Ядро сферической галактики. Яркость и размеры относятся к центральной части галактики. Holm 211.
- 1262 — Ядро Sc-галактики.
- 1263 — Тесно-двойная система сферических галактик, расположенных по λ . Южный, более яркий компонент имеет более значительный континуум.
- 1264 — Сильно вытянута по λ . Эллиптической формы. Можно заподозрить наличие звездообразного ядра.
- 1265 — Сфероидальная.
- 1266 — Сферическая, имеет спутник в контакте, расположенный на западе.
- 1267 — Сфероидальная, не исключено, что тесно-двойная.
- 1268 — Почти сферическая, со слабым ореолом.
- 1269 — Сферическая, очень компактная. По-видимому, далекая галактика сейфертовского типа.
- 1270 — Яркое ядро спиральной галактики позднего типа.
- 1271 — Сфероидальная. В спектре наблюдается вся бальмеровская серия, N₁, N₂ и λ 3727.

- 1272 — Очень слабая, компактная.
- 1273 — Ядро спиральной галактики с перемычкой.
- 1274 — Галактика овальной формы.
- 1275 — Галактика сложной структуры. Возможно, состоит из двух-трех компонентов.
- 1276 — Сфероидальная, с короной.
- 1277 — Сферическая, с размытыми краями. На севере в контакте спутник 19^m.
- 1278 — Сферическая, сильно конденсированная. Не отличается от звезд. Вероятно, близкий QSO.
- 1279 — Пекулярная галактика.
- 1280 — Овальная.
- 1281 — Сфероидальная. Вытянута с SE на NW.
- 1282 — По-видимому, ядро ранней спирали.
- 1283 — Сфероидальный объект, возможно двойной, в противном случае имеет мощный выброс.
- 1284 — Почти сферическая, компактная.
- 1285 — Сферическая, компактная, с заметной короной.
- 1286 — Сферическая, компактная.
- 1287 — Сфероидальная.
- 1288 — Ядро спиральной галактики.
- 1289 — Центральная часть галактики со слабыми спиральными рукавами.
- 1290 — Сферическая. Юго-восточный компонент двойной системы в общем тумане.
- 1291 — Ядро спиральной галактики типа Sc.
- 1292 — Овальная. Вытянута по λ .
- 1293 — Сфероидальная, компактного вида.
- 1294 — Сфероидальная. Вытянута по λ . Не исключено, что двойная.
- 1295 — Сфероидальная. В спектре четко наблюдается H₂.
- 1296 — Тесно двойная система сфероидальных галактик. Данные относятся к северо-восточному компоненту. Nulm 258.
- 1297 — Ядро сфероидальной галактики.
- 1298 — На прямых снимках сильно конденсированная, компактная галактика. Можно уверенно предсказать наличие сейфертовских особенностей.
- 1299 — Сферическая, компактного вида.
- 1300 — Сфероидальная, компактная.
- 1301 — Ядро, по-видимому, сильно наклонной спиральной галактики.
- 1302 — Ядро незаразвитой спиральной галактики.

Из приведенных в таблице 108 галактик у 67 было обнаружено или заподозрено присутствие эмиссионных линий в спектре.

У галактик № 1217, 1239, 1269 и 1298, отмеченных в таблице одной звездочкой, предсказывается присутствие сейфертовских особенностей, при этом у объектов № 1239 и 1298 совершенно уверенно. Помимо этого у трех галактик, № 1199, 1212 и 1259, заподозрено присутствие слабо выраженных сейфертовских особенностей.

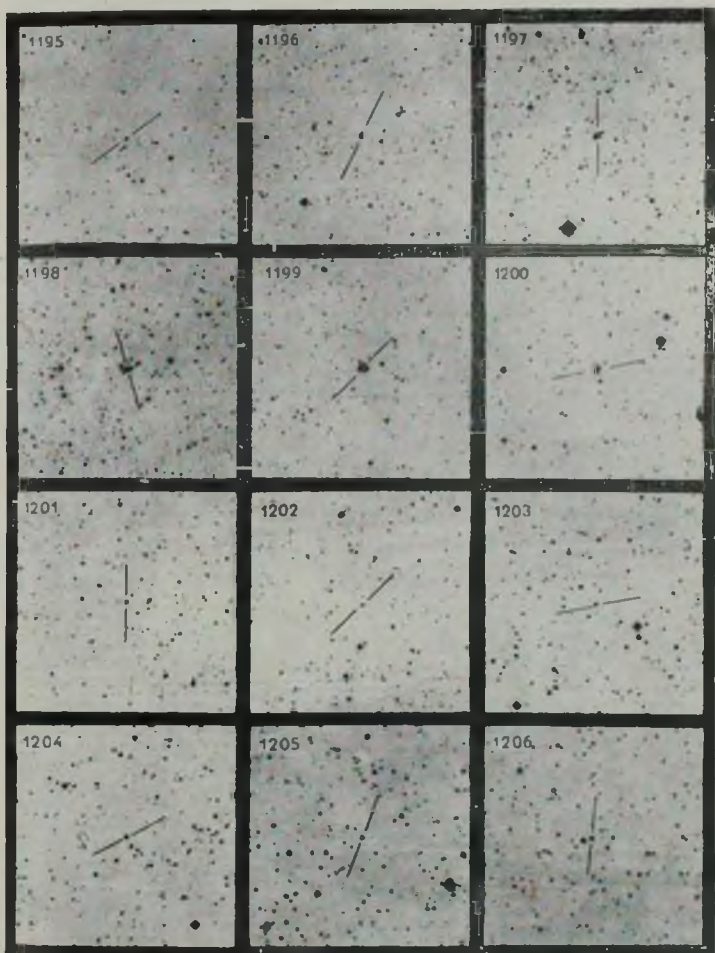
У объекта № 1278, отмеченного в таблице двумя звездочками, предсказывается природа QSO.

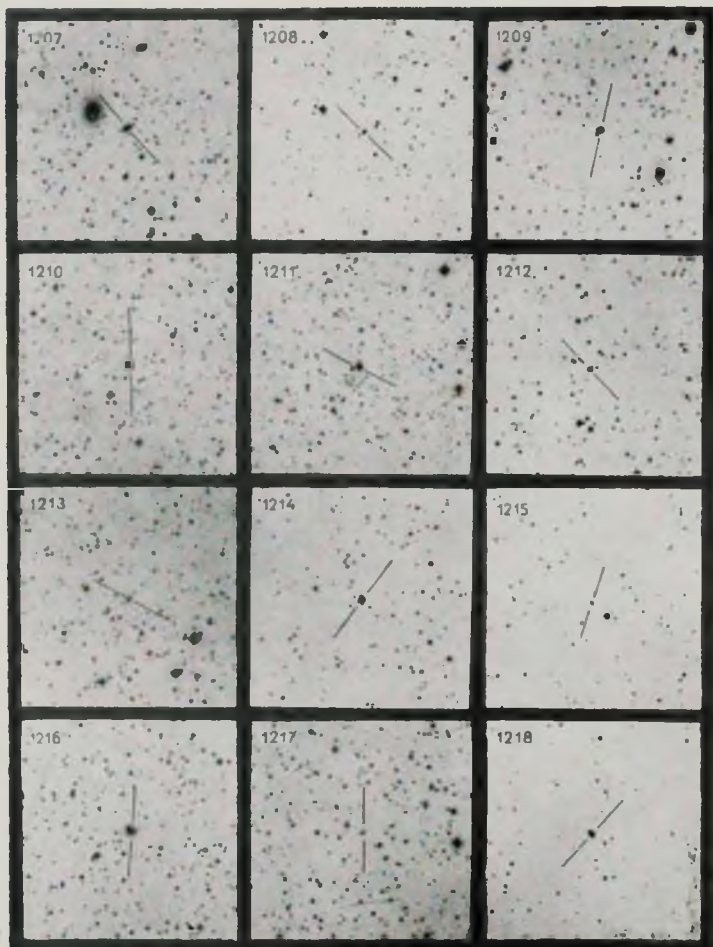
Поскольку в большинстве случаев галактики являются слабыми, 16—17^m, то для уверенного отождествления их при дальнейших исследо-

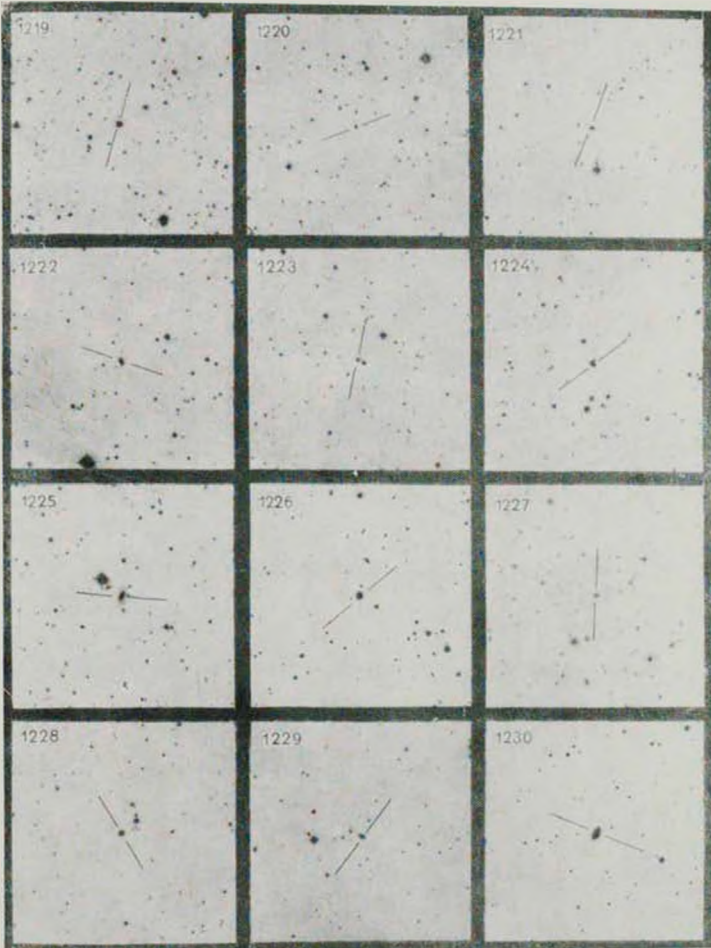
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в красных лучах)

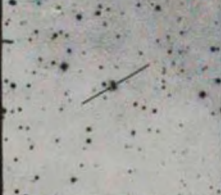
Каждая карта покрывает область $16' \times 16'$. Север сверху. Восток слева.



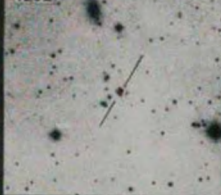




1231



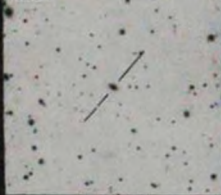
1232



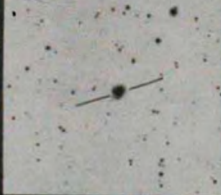
1233



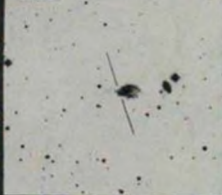
1234



1235



1236



1237



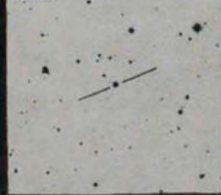
1238



1239



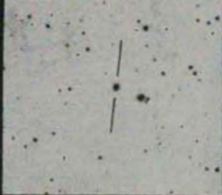
1240



1241



1242



1243



1244



1245



1246



1247



1248



1249



1250



1251



1252



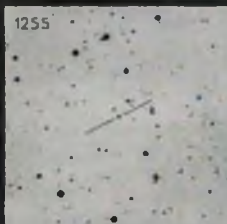
1253



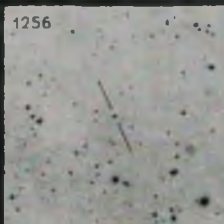
1254



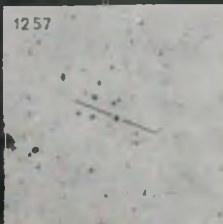
1255



1256



1257



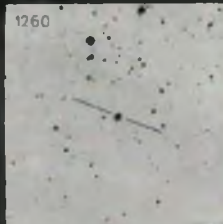
1258



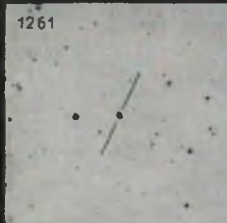
1259



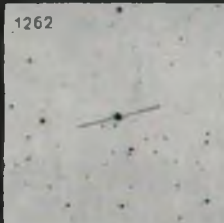
1260



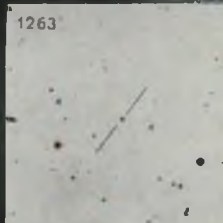
1261



1262



1263



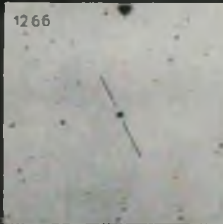
1264



1265



1266



1279



1280



1281



1282



1283



1284



1285



1286



1287



1288

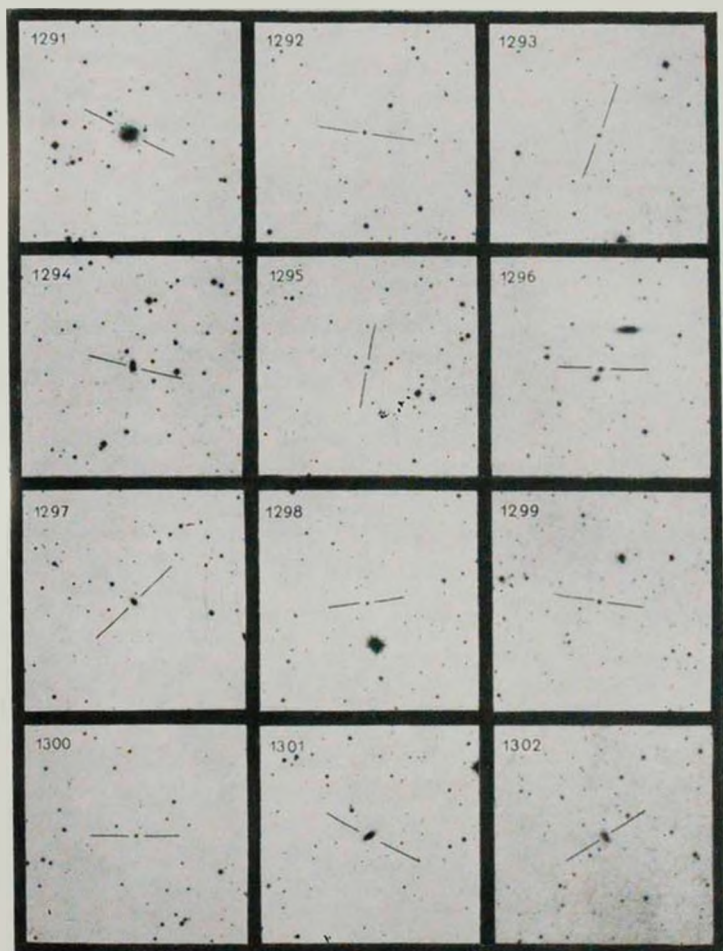


1289



1290





ваниях к статье прилагаются карты отождествления, отпечатанные с карт Паломарского обозрения в красных лучах.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. XIII

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

The thirteenth list of galaxies having intense ultraviolet continuum is presented. The list contains data for 108 objects. Among 67 of them the presence of emission lines is either established or suspected. The presence of Seyfert characteristics can be predicted for objects No. 1217, 1239, 1269, and 1298, while the objects No. 1199, 1212 and 1259 are suspected in having them. The QSO nature can be expected for the object No. 1278.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 433, 1969; 5, 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, 1979.
4. Б. А. Воронцов-Вельяминов и др., *Морфологический каталог галактик*, I—IV, М., 1962—1968.
5. F. Zwicky *et al.*, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies*, California Institute of Technology, 1961—1968.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.855

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ С ДВОЙНЫМИ И КРАТНЫМИ ЯДРАМИ. II. ГАЛАКТИКИ С СЕЙФЕРТОВСКИМИ ОСОБЕННОСТЯМИ КОМПОНЕНТОВ ЯДЕР

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

Поступила 4 мая 1979

Приведены результаты спектральных наблюдений четырех двухъядерных галактик с УФ-избытком, показывающих признаки сейфертовских галактик. Спектры получены в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР, на спектрографе СП-160 с ЭОП М9ЦВ, с дисперсией около 65 Å/мм. Установлено существование галактик с двумя сгущениями с сейфертовскими спектрами (Маркарян 463, 673, 789), что является доказательством возможности существования галактик с двумя ядрами. В спектре одного из компонентов Маркарян 789 («а») у основных линий [SII] $\lambda\lambda$ 6731 6717, H α и [NII] $\lambda\lambda$ 6583 6548 с длинноволновой стороны обнаружены эмиссионные компоненты, смещенные на величину, соответствующую доплеровской скорости около 350 км/с. Высказано предположение, что эта галактика является или галактикой с кратным ядром, или в ее ядре произошел взрыв, аналогичный тому, который наблюдался в Маркарян 6.

Введение. В работе [1] авторов настоящей статьи было показано, что среди галактик с УФ-избытком часто встречаются объекты с двойными и кратными ядрами. Там же было специально обращено внимание на тот факт, что среди галактик с УФ-избытком с сейфертовскими характеристиками также имеются объекты с двойными ядрами. Детальное спектральное исследование таких ядер представляет большой интерес и может пролить свет на проблему активности ядер галактик в целом. В [2] представлены результаты спектральных наблюдений некоторых галактик с УФ-избытком с двойными ядрами, выполненных на 6-м телескопе САО АН СССР. В настоящей же работе приведены предварительные результаты спектральных наблюдений четырех галактик Маркаряна сейфертовского типа: Маркарян 463, 673, 739 и 789. Благодаря своему хорошему разреше-

нию 6-м телескоп является наилучшим из имеющихся телескопов для таких исследований.

Наблюдательный материал, результаты. Спектры исследованных в настоящей работе сейфертовских галактик получены в первичном фокусе 6-м телескопа с помощью спектрографа СП-160, работающего в сочетании с ЭОП типа М9ЦВ. Некоторые данные о наблюдательном материале приведены в табл. 1, в первом столбце которой даны номера галактик по Маркаряну, далее дата наблюдений, время экспонирования, спектральная об-

Таблица 1

Объект	Дата наблюдений	Время экспозиции (мин.)	Спектральная область (А)
Маркарян 463	3/4.03.79	50	5000—7200
"	"	"	4500—6000
"	4/5.03.79	"	3600—5000
Маркарян 673	2/3.03.79	30	5900—7200
"	3/4.03.79	40	4500—6000
"	4/5.03.79	50	3600—5000
"	5/6.03.79	"	5900—7200
"	"	"	4500—6000
"	"	"	3600—5000
Маркарян 739	2/3.03.79	30	5900—7200
"	"	"	4500—6000
"	"	"	3600—5000
"	5/6.03.79	25	5900—7200
"	"	"	4500—6000
"	"	"	3600—5000
Маркарян 789	2/3.03.79	40	5900—7200
"	3/4.03.79	"	4500—6000
"	4/5.03.79	"	5900—7200
"	"	"	4500—6000
"	"	"	3600—5000

ласть наблюдений. Все спектры получены с дисперсией около 65 А/мм на эмульсии Kodak 103a-0. При всех наблюдениях цель спектрографа проходила через оба компонента ядра и имела ширину примерно 1."5. Надо отметить, что в период наблюдений (начало марта 1979 г.) в САО были хорошие изображения (от 1" до 2"), что способствовало успеху выполнения наблюдений, поскольку для рассматриваемых объектов требуется возможно лучшее разрешение.

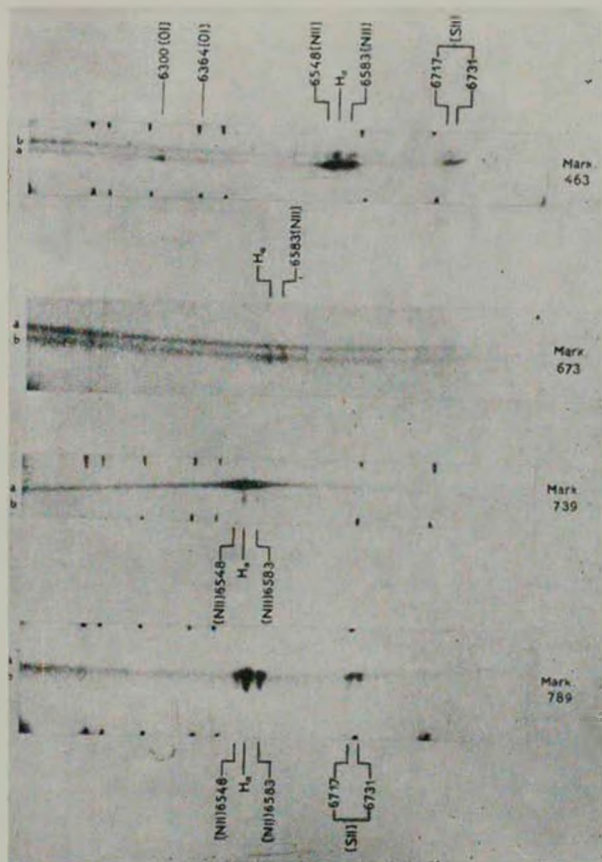


Рис. 1. Спектры двухъядерных галактик с УФ-избытком, показывающих характеристики сейфертовских галактик. Номера галактик и буквенные обозначения компонентов («a» и «b») указаны рядом со спектрами (b-м телескоп, спектрограф СП-160 с ЭОИ типа М91ЦВ).

Ниже приводятся описание спектров, их репродукции и регистрограммы (рис. 1 и 2).

Маркарян 463^a. Была известна как имеющая признаки сейфертовских галактик первого типа (Sy 1) по работе Адамса [3], хотя по описанию спектра, данному Денисюком и Липовецким [4], она должна быть галактикой Сейферта второго типа (Sy 2) (они сами ее не классифицировали). О наличии двухъядерной структуры у этой галактики отмечено еще в [3] и [1].

Спектры компонентов этой галактики значительно различаются по ширине эмиссионных линий. Если яркий из компонентов «а» (см. рис. 1) действительно показывает характеристики, типичные для Sy 2 (полуширина линий порядка 1500 км/с), то линии «b»-компонента заметно уже. Однако они все же достаточно широки и превосходят инструментальную ширину. Так что «b»-компонент может быть причислен к типу галактик со слабыми признаками Sy 2. Профили линий H_α, [N II] и линии неба приведены на рис. 2 и подтверждают вышесказанное.

В спектре «а»-компонента хорошо видны очень яркие эмиссионные линии [S II] λ 6731/6717, H_α, [N II] λ 6583/6548, [O II] λ 6354/6300, He I λ 5876, [O III] λ 5007/4959, H_β, He II λ 4686, [O III] λ 4363, H_γ, H_δ, H_ε, [Ne III] λ 3968/3359, [S II] λ 4076/4058 и [O II] λ 3727. В спектре же «b»-компонента линии значительно меньше и степень возбуждения ниже. В нем наблюдаются эмиссионные линии H_α, [N II] λ 6533, [O III] λ 5007/4959, H_β, H_γ, [O II] λ 3727 и слабые линии [S II] λ 6731/6717, [N II] λ 6548. Что же касается непрерывного спектра, то у обоих компонентов он примерно одинаковой яркости на протяжении всего спектра.

Маркарян 673. О двухъядерной структуре этой галактики отмечено в [1]. Спектр ее описывается здесь впервые. Особенностью спектров компонентов ядра этой галактики является большая яркость их непрерывных спектров и относительная слабость эмиссионных линий. Поэтому хорошо видны лишь линии H_α и [N II] λ 6583, вокруг которых непрерывный спектр сравнительно слаб (см. рис. 1). С продвижением в коротковолновую область непрерывный спектр непрерывно усиливается, причем у «а»-компонента он значительно интенсивнее, хотя эмиссионные линии H_α и [N II], наоборот, сильнее у «b»-компонента. Эти линии у обоих компонентов заметно шире инструментального контура (полуширины их порядка 500—600 км/с, см. рис. 2 и табл. 2) и поэтому можно считать, что оба

* Спектр этого объекта получен на 6-м телескопе также сотрудником САО АН СССР В. Д. Афанасьевым, но с помощью другого спектрографа — UAGS + ЭОП типа УМ-92. Он же обратил наше внимание на различие спектров компонентов (частное сообщение).

компонента ядра Маркарян 673 обладают признаками сейфертовских галактик второго типа, хотя они и слабо выражены. Ввиду большой интенсивности непрерывного спектра даже линии [O III] $\lambda\lambda$ 5007/4959 не заметны, а линия H₁ едва прослеживается. Красное смещение галактики, оцениваемое впервые по положению линии H₁ и [N II] λ 6583, равно 0.0362.

Маркарян 739 — NGC 3758. Является галактикой с необычной морфологической структурой. Приведена в списке галактик с двумя и кратными ядрами [1]. Там же приведен крупномасштабный снимок этой галактики. Однако внешняя структура ее на этом снимке плохо прослеживается, так как он был отпечатан с небольшой выдержкой и предназначался для показа лишь центральной ядерной области галактики. На самом деле компоненты ядра окружены диффузной оболочкой, причем западный из них (компонент «b») находится примерно в геометрическом центре этой оболочки, а восточный (компонент «a») — на ее краю. Впервые отмечена как сейфертовская галактика в [5].

Спектр галактики очень интересен. Один из компонентов («a») является очень сильно выраженной сейфертовской галактикой первого типа, а второй компонент («b») имеет узкие и слабые линии (единственный из всех рассмотренных в этой работе компонентов, имеющий такие характеристики).

В «a»-компоненте наблюдаются широкие и яркие линии H₁, H₂, H₃, H₄, H₅ и узкие линии [N II] $\lambda\lambda$ 6583/6548, [O III] $\lambda\lambda$ 5007/4959, линия [O II] λ 3727 не заметна. Очень интенсивен и непрерывный спектр этого компонента, в особенности при переходе в коротковолновую область. Непрерывный спектр «b»-компонента значительно уступает по яркости во всем спектральном диапазоне и в особенности в ультрафиолетовой области, где он, начиная с длины волны около 4400 Å, почти не заметен, в то время как у «a»-компонента прослеживается до самой границы спектра. В «b»-компоненте видны эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6583/6548, H₁, [O III] $\lambda\lambda$ 5007/4959, H₂. Другие водородные линии не заметны. Линия [O II] λ 3727 также не видна.

Особый интерес представляет изменение вида линий вдоль высоты щели спектрографа. В спектре «a»-компонента на широкие линии водородных линий H₁ и H₂ накладываются узкие эмиссионные компоненты, причем у H₂ эта узкая компонента выходит за пределы непрерывного спектра в сторону, противоположную от направления к компоненту «b». Что же касается линий [O III] $\lambda\lambda$ 5007/4959, то они у «a»-компонента простираются по обе стороны непрерывного спектра, причем в направлении «b» они лишь на 0.1 мм (около 1.5') выходят за непрерывный спектр, а в противоположном направлении линия [O III] λ 5007, например, прослеживается до 7.5' от центра непрерывного спектра. Ширина же самого

непрерывного спектра (т. е. диаметр излучающей области) равна в области H_β примерно $1.5 - 1.8''$. Такая же картина наблюдается и у «b»-компонента. У него линии H_α и $[O III] \lambda 5007$ выходят за пределы непрерывного спектра в направлении, противоположном компоненту «a» на $0.3 - 0.4$ мм или около $4.5 - 6''$.

Следует также обратить внимание на тот факт, что запрещенные линии $[N II]$ и $[O III]$ у обоих компонентов резко обрываются и не сливаются в области между непрерывными спектрами, хотя расстояние между ними порядка $6 - 7''$.

Маркарян 789. Эта галактика также включена в список объектов с двойными и кратными ядрами [1]. В [5] отмечено, что Маркарян 789 «может обладать слабыми сейфертовскими особенностями» и «линия H_α , возможно, имеет слабые крылья».

На самом деле картина здесь довольно сложная и очень интересная. Во-первых, галактика оказалась двухъядерной; во-вторых, у одного из компонентов — «a» — как водородные, так и запрещенные линии $[S II]$, $[N II]$, $[O III]$ имеют эмиссионные компоненты, отстоящие в длинноволновую сторону от основных линий на величину, соответствующую доплеровской скорости около 350 км/с. Они, довольно яркие у линий H_α , $[N II]$, хорошо видны на рис. 2, на котором приведена регистрограмма спектра «a»-компонента в области H_α в большом масштабе.

Линии в спектре «b» не имеют вторичных компонентов, но их ширина (как водородных, так и запрещенных) примерно равна ширине основных линий в спектре «a», без учета, конечно, длинноволновых компонентов. Можно считать, что оба компонента ядра Маркарян 789 обладают слабо выраженными сейфертовскими характеристиками $Sy 2$. При наблюдениях с небольшим спектральным разрешением (как в [5]) длинноволновые компоненты линий в спектре «a» слились бы и наблюдались бы широкие линии, как у полноценных $Sy 2$.

В спектре обоих компонентов наблюдаются одни и те же линии $[S II] \lambda 6731/6717$, $[N II] \lambda 6583/6548$, H_α , $[O III] \lambda 5007/4959$, H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ и $[O II] \lambda 3727$. Однако как сами линии, так и непрерывный спектр у «a»-компонента заметно ярче, причем непрерывный спектр у «a» простирается значительно дальше как к красной, так и к фиолетовой границе спектра. Заметны также слабые линии $[O I] \lambda 6364/6300$, $He I \lambda 4026$, $[Ne III] \lambda 3869$.

Обсуждение. В настоящей статье впервые приводятся описания спектров двойных ядер галактик Маркаряна сейфертовского типа. Благодаря большой разрешающей силе 6-м телескопа спектры компонентов ядер удалось получить раздельно.

В табл. 2 приведены лучевые скорости (v_r) отдельных компонентов ядер, исправленные за движение Солнца, их разность (Δv_r) и полуширины эмиссионных линий H_α для Маркарян 673 (так как H_β в ней отсутствует) и H_β для остальных галактик. Приведены также величины ошибок одного измерения (σ_{v_r}) и

$$\sigma_{\Delta v_r} = \sqrt{(\sigma_{v_r}^a)^2 + (\sigma_{v_r}^b)^2}.$$

Таблица 2

Объект	Ком- по- нент	v_r (км/с)	σ_{v_r} (км/с)	Δv_r (км/с)	$\sigma_{\Delta v_r}$ (км/с)	Полуширина линии (км/с)
Маркарян 463	a	14940	85	+ 50	100	1500
	b	14890	54			>N.S.
" 673	a	10826	22	- 166	58	500
	b	10992	54			600
" 739	a	8787	40	- 86	56	2000
	b	8873	39			=N.S.
" 789*	a	9318	30	+ 2	49	800
	b	9316	39			>N.S.

* Разность лучевых скоростей между двумя компонентами «а» ядра равна 332 км/с $\sigma_{\Delta v_r} = 50$ км/с.

Из приведенных выше данных можно сделать следующие выводы:

1. Галактики с двойными ядрами — нередкое явление среди объектов с УФ-избытком, обладающих характеристиками сейфертовских галактик. К рассмотренным в этой работе двухъядерным сейфертовским галактикам следует прибавить еще одну — Маркарян 273 (сейфертовская галактика согласно [6]), которая по наблюдениям на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории имеет двойное, а возможно и кратное ядро. Кратность ядра этой галактики заметна также на фотографии, приведенной в [3].

2. Приведенные в настоящей статье данные позволяют сделать одно важное заключение общего характера. Дело в том, что, обнаруживая двойственность ядер у тех или иных галактик с УФ-избытком, мы не могли исключить возможность того, что лишь один из компонентов имеет настоящую ядерную природу, а другой является просто сверхассоциацией (т. е. конгломератом горячих звезд) или даже объектом, вообще не имеющим эмиссионных линий в спектре [2]. Трудность интерпретации была связана еще и с тем, что ядра многих галактик имеют спектры, мало отличающиеся от спектров сверхассоциаций.

В том случае же, когда в центре галактики мы наблюдаем сгущения с сейфертовскими признаками, то не остается сомнения, что имеем дело не

со сверхассоциациями, а с образованиями ядерного типа. Поэтому существование галактик с двумя сгущениями в центре с сейфертовскими спектрами является тем самым доказательством возможности существования галактик с двумя ядрами вообще.

Полученный результат не противоречит, а скорее находится в полном согласии с представлением о том, что во многих случаях роль ядра или одного из ядер могут играть сверхассоциации [2].

3. Спектральные характеристики компонентов двухъядерных сейфертовских галактик могут быть совершенно различными. Среди исследованных галактик у Маркарян 463 один из компонентов («а») имеет типичный спектр $Sy\ 2$, который согласно [7] является также источником радиоизлучения, а второй компонент имеет слабовыраженные особенности $Sy\ 2$; у Маркарян 673 и 789 оба компонента имеют спектры со слабыми признаками $Sy\ 2$; у Маркарян 739 один из компонентов («а») имеет спектр, типичный для $Sy\ 1$, а другой — напоминает спектр сверхассоциации.

Особо следует остановиться на Маркарян 789. В спектре «а»-компонента этой галактики у основных линий $[S\ II]$ $\lambda\lambda\ 6731/6717$, H , и $[N\ II]$ $\lambda\lambda\ 6583/6548$ с длинноволновой стороны наблюдаются эмиссионные составляющие.

Можно предположить, что ядро «а» на самом деле состоит из двух компонентов и его спектр принадлежит двум образованиям, имеющим сходную между собой единую ядерную природу. В этом случае Маркарян 789 окажется или системой с тремя сейфертовскими ядрами, или с двумя ядрами («а» и его компонент) и сгущением «b», образовавшимся, по-видимому, позднее в результате активности «а»-ядра. И, действительно, на прямом снимке, полученном на 2,6-м телескопе Бюраканской обсерватории, у южного края ядра «а» заметен выступ, который, возможно, и является частью второго слившегося с «а»-компонентом образования.

Другой возможностью является допущение, что у ядра «а» смещенные компоненты линий вызваны выбросом, аналогичным тому, который наблюдается у другой сейфертовской галактики второго типа — Маркарян 6. Напомним, что в спектре Маркарян 6 за время не более одного года появились новые эмиссионные компоненты у линий H , и H , смещенные от основных линий в сторону коротких длин волн на величину, соответствующую доплеровской скорости около 3000 км/с [8, 9]. Однако у запрещенных линий таких компонентов выявлено не было. В [10] было высказано предположение, что из ядра Маркарян 6 в диаметрально противоположных направлениях (к нам и от нас) выброшены два водородных облака, плотность которых пока настолько велика, что для возникновения запрещенных линий в них нет пока соответствующих условий.

Что-то подобное мы имеем в случае Маркарян 789, причем роль «контрвыброса» играет здесь компонент «b», а направление выбросов при-

мерно совпадает с картинной плоскостью. Кроме того, при таком предположении неизбежно приходим к выводу, что выбросы произошли давно, так как в их спектрах хорошо развиты запрещенные линии.

Для полного решения этой проблемы необходимы дальнейшие наблюдения с большей дисперсией.

Авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за интерес к работе и ценные замечания.

Авторы благодарны также А. Г. Буренкову за помощь при наблюдениях на 6-м телескопе.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF UV GALAXIES WITH DOUBLE AND MULTIPLE NUCLEI. II. THE GALAXIES WITH SEYFERT TYPE NUCLEI

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

The results of spectroscopic observations of four double-nuclei UV galaxies with Seyfert characteristics are presented. The spectra have been obtained in prime focus of 6-m telescope of SAO with SP-160 spectrograph and IT with dispersion 65 Å/mm.

The existence of galaxies with two condensations in centrum having Seyfert type spectra (Markarian 463, 673, 789) is established as an evidence of possibility of existence of galaxies with double nuclei.

In the spectrum of «a» component of the nucleus of Markarian 789 the emission lines [S II] λ 6731/6717, H γ and [N II] λ 6583/6548, redshifted by about 350 km/s from the original lines are observed. It is suggested that either this galaxy has multiple nucleus or an explosion like in Markarian 6 has taken place in its nucleus.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
2. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 15, 209, 1979.
3. T. F. Adams, Ap. J., Suppl. ser., 33, 19, 1977.
4. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 10, 315, 1974.
5. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Письма АЖ*, 3, 7, 1977.
6. М. А. Аракелян, Э. А. Дибсй, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркarian, *Астрофизика*, 7, 177, 1971.
7. B. J. Wills, D. Wills, A. K. Uomoto, S. Vogt, R. G. Tull, P. Pibski, T. Montemayor, P. Kelton, F. Chigo, J. N. Douglas, F. Bush, *BAAS*, 9, 647, 1977.
8. Д. В. Вилман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, № 591, 1970.
9. E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, Ap. J., 164, L103, 1971.
10. Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 9, 139, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.855

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ЯДРАХ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК ТИПА 1

Г. Т. ПЕТРОВ

Поступила 30 марта 1978

По результатам спектрофотометрии Остерброка единым методом определены электронные плотности и температуры в ядрах 36 сейфертовских галактик типа 1 и 5 радиогалактик. Показано, что в зонах свечения иона O^{+} всех исследованных объектов температуры близки к 10 000 К, а плотности — к $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. При этом дисперсии обоих упомянутых параметров чрезвычайно малы. Разброс значений тех же параметров в зонах свечения иона O^{+} существенно больше.

1. *Введение.* В статьях [1, 2] рассматривались зависимости эквивалентных шириин водородных и запрещенных линий сейфертовских галактик от показателя цвета ($U-B$), и абсолютной величины M_U и аналогичные зависимости для потоков и светимостей в тех же линиях. В [1] сейфертовские галактики были рассмотрены безотносительно к их типу, а в [2] рассматривались лишь галактики типа 1. Полученные зависимости указывают на то, что интенсивность водородных линий увеличивается с уменьшением показателя цвета $U-B$, а интенсивность запрещенных линий $[O III] \lambda\lambda 4959, 5007$ убывает, если галактики обоих типов рассматриваются совместно, и практически не зависит от показателя цвета, если рассматриваются лишь галактики типа 1. Как возможное объяснение этого факта в [1, 2] было высказано предположение, что линии $[O III]$ у сейфертовских галактик типа 1 возникают в областях со сравнительно высокой электронной плотностью.

Для проверки этого предположения могут быть использованы опубликованные Д. Е. Остерброком [3] данные об интенсивностях эмиссионных линий 41 галактики с широкими эмиссионными линиями (36 сейфертовских галактик и 5 радиогалактик). В их число входит большинство галактик, рассмотренных в [1] и [2].

Эквивалентные ширины, определенные в [2] по спектрам, предоставленным Д. В. Видманом, в большинстве случаев отличаются от данных, приведенных в [3] на 0.1—0.2 (логарифмическая шкала). Лишь в нескольких случаях различие достигает 0.5.

Зависимости эквивалентной ширины линии H_{β} , а также относительных интенсивностей линий [O II], [O III], [N II] и [S II] от показателя цвета $U-B$ по данным Д. Е. Остерброка иллюстрируются в табл. 1, где для разных линий приведены угловые коэффициенты этих зависимостей, а также коэффициенты корреляции. Как видим, для линий H_{β} и [O III] они мало отличаются от соответствующих зависимостей, приведенных в [2]. Подобный характер зависимости, как отмечалось, был интерпретирован в [1] и [2] как свидетельство высокой электронной плотности в зонах, ответственных за свечение иона O^{++} .

Что касается линий [O II], [N II] и [S II], то обращает на себя внимание прекрасное согласие угловых коэффициентов, а также коэффициентов корреляции, характеризующих зависимость их интенсивностей от показателя цвета.

В настоящей работе для проверки указанной интерпретации с помощью данных Остерброка определены физические условия в ядрах ряда сейфертовских галактик типа 1 и радиогалактик.

Таблица 1

	$\lg W_{H_{\beta}}$	$\lg \frac{I_{[OIII]}}{I_{H_{\beta}}}$	$\lg \frac{I_{[OII]}}{I_{H_{\beta}}}$	$\lg \frac{I_{[NII]}}{I_{H_{\beta}}}$	$\lg \frac{I_{[SII]}}{I_{H_{\beta}}}$
<i>a</i>	-0.38 ± 0.15	0.41 ± 0.23	0.70 ± 0.35	0.75 ± 0.39	1.00 ± 0.33
<i>r</i>	-0.43 ± 0.14	0.26 ± 0.16	0.37 ± 0.16	0.38 ± 0.18	0.39 ± 0.14

2. *Физические условия в ядрах сейфертовских галактик типа 1.* Для определения физических условий в ядрах галактик Сейферта мы применили метод пересечения кривых Ситона [4] в варианте, предложенном в [5] Боярчуком и др. При этом, следуя [6], мы предполагали, что во всех объектах схематически существуют три зоны — H, [O III] и [O II]. В зоне [O III] светятся ионы O^{++} , Ar^{+} , Ne^{++} ; в зоне [O II] излучают ионы O^{+} , N^{+} и S^{+} . Так как примерно 60% этих галактик показывают линии [Fe VII], то, возможно, существует и четвертая зона, в которой светятся ионы Fe^{+6} и Ne^{+8} . Естественно, в каждом отдельном случае может иметь место известное отклонение от предложенной схемы, то есть некоторые зоны могут сосуществовать или отсутствовать совсем. Подобная многокомпонентная модель впервые количественно рассматривалась Нойгебауером и др. [6].

Рассмотрим сначала физические условия в зоне [O III]. Так как в [3] нет данных о линиях [Ne III] $\lambda\lambda$ 3343, 3869, 3968, то мы не можем непосредственно применить метод Ситоца для независимого определения n_e и T_e . Единственной кривой равных отношений, которую мы можем использовать, является $I_{\lambda 4363}/(I_{\lambda 4959} + I_{\lambda 5007}) = \text{const}$ для [O III]. Поэтому мы вынуждены принять определенный химический состав и степень ионизации. Химический состав был принят нами в соответствии с моделями 1, 2 и 3 Давидсона [7]. Что касается степени ионизации, то, следуя [5] и [8], примем для водорода $N(\text{H II})/N(\text{H I}) = 0.5$ и рассмотрим три значения степени ионизации кислорода:

$$N(\text{O III})/N(\text{O I}) = 0.50, 0.75 \text{ и } 0.90.$$

При этих данных мы определяли кривые равных значений функции $\lg b_i(n_e, T_e)$ для иона O^{++} . Таким образом, n_e и T_e для зоны [O III] определялись по пересечению кривых: 1) $I_{\lambda 4363}/(I_{\lambda 4959} + I_{\lambda 5007}) = \text{const}$, 2) $\lg b_i(n_e, T_e)$ для λ 4363 и $\lg b_i(n_e, T_e)$ для $\lambda\lambda$ 4959, 5007.

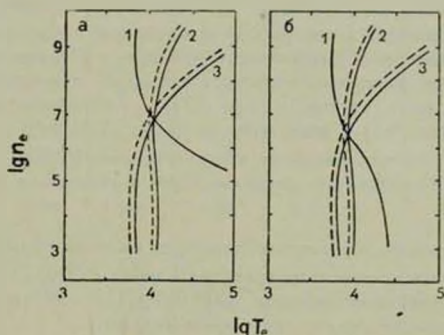


Рис. 1. Определение n_e и T_e зоны [O III] для галактик Мэриарри 10 (а) и 110 (б) методом пересечения кривых Ситоца [4]. (1) — $I_{\lambda 4363}/(I_{\lambda 4959} + I_{\lambda 5007}) = \text{const.}$, (2) и (3) — $\lg b_i(n_e, T_e)$ для 4363 и $\lambda\lambda$ 4959, 5007, соответственно. Кривые (2) и (3) соответствуют 50% ионизации кислорода. Пунктирные кривые соответствуют 75% ионизации кислорода.

На рис. 1 для некоторых галактик приведены графики, иллюстрирующие определение электронных температур и плотностей описанным методом. Линии на приведенных графиках относятся к случаям $N(\text{O III})/N(\text{O I}) = 0.50$ и 0.75. Линия $\lg b_i(n_e, T_e)$ для $N(\text{O III})/N(\text{O I}) = 0.90$ не наносилась, так как практически она совпадает с линией, соот-

ветствующей случаю $N(\text{O III})/N(\text{O I}) = 0.75$. Полученные результаты представлены во втором—пятом столбцах табл. 2. Как видим, физические условия в зоне $[\text{O III}]$ для разных галактик очень близки и в среднем таковы:

$N(\text{O III})/N(\text{O I}) = 0.50$		$N(\text{O III})/N(\text{O I}) = 0.75$	
$\lg T_e = 3.89,$	$\pm^2 (\lg T_e) = 0.002$	$\lg T_e = 3.95,$	$\pm^2 (\lg T_e) = 0.014,$
$\lg n_e = 6.72,$	$\pm^2 (\lg n_e) = 0.113,$	$\lg n_e = 6.60,$	$\pm^2 (\lg n_e) = 0.078.$

Разница для 50% и 75% ионизации кислорода очень мала — 0.06 для $\lg T_e$ и меньше 0.2 для $\lg n_e$. Можно отметить, что и совпадение между n_e и T_e , определенными соответственно по пересечению кривых (1) и (2), (1) и (3) и (2) и (3), очень хорошее (см. например, рис. 1). Следовательно, полученные величины мало зависят от исходных предположений, то есть они, вероятно, характеризуют истинную картину.

Полученные высокие значения электронных плотностей в зонах $[\text{O III}]$ сейфертовских галактик типа 1 согласуются с интерпретацией зависимости интенсивностей линий $[\text{O III}]$ от показателя цвета, предложенной в [1, 2]. С видом этой зависимости, полученным в [1], хорошо согласуется также малая дисперсия электронных плотностей и температур.

Рассмотрим далее данные о зоне $[\text{O II}]$. Интенсивности линий $[\text{O II}]$ λ 7320, 7330, $[\text{S II}]$ λ 4068, 4076 и $[\text{N II}]$ λ 5755 в [3] не приводятся, и линий постоянного отношения, как в случае зоны $[\text{O III}]$, у нас нет. Поэтому n_e и T_e определялись двумя методами и результаты сравнивались между собой.

Метод 1. Задаваясь нормальным химическим составом согласно [7] и принимая для относительного содержания серы значение $1 \cdot 10^{-5}$ согласно [9], для степени ионизации водорода $N(\text{H II})/N(\text{H I}) = 0.50$ и два значения степени ионизации для кислорода, азота и серы:

$$N(\text{O II})/N(\text{O I}) = 0.10 \text{ и } 0.25, \quad N(\text{N II})/N(\text{N I}) = 0.20 \text{ и } 0.50,$$

$$N(\text{S II})/N(\text{S I}) = 0.20 \text{ и } 0.50,$$

мы определяли кривые равных значений функции $\lg b_e(n_e, T_e)$ для λ 3726, 3729; λ 6548, 6584; λ 6717, 6731. Их пересечение дало значения n_e и T_e .

Метод 2. Предполагая, что линии $[\text{N II}]$ λ 5755 и $[\text{S II}]$ λ 4068, 4076 имеют интенсивность $I < 0.005$ по отношению к $I_{\text{H}\beta}$ (минимальная интенсивность, уверенно определяемая в [3]), мы получаем две линии равных отношений, пересечение которых определяет n_e и T_e независимо от химического состава и степени ионизации.

Таблица 2

Объект		Зона [O III]				Зона [O II]			
		$N(OIII)/N(OI) - 0.50$		$N(OIII)/N(OI) - 0.75$		$\lg T_e$	$\lg n_e$	$\lg X_{\text{выс}}$	$\lg X$
		$\lg T_e$	$\lg n_e$	$\lg T_e$	$\lg n_e$				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	
Маркарян 10	10	3.92	6.30	3.88	6.50	4.20	3.20	3.10	3.02
	40	4.40	6.70	4.00	6.90	4.40	3.20	3.00	—
	69	3.96	6.75	3.92	6.80	—	—	—	3.38
	79	3.92	6.50	3.88	6.60	4.28	3.40	3.26	3.82
	106	3.88	6.50	3.84	6.60	—	—	—	—
	110	3.92	6.50	3.88	6.65	4.48	1.20	0.98	2.90
	124	3.96	6.50	3.92	6.70	—	—	—	3.00
	141	3.92	6.75	3.88	6.80	3.92	3.00	3.04	2.76
	142	3.88	6.80	3.84	6.90	3.50	3.00	3.55	2.70
	236	3.92	6.80	3.88	6.90	—	—	—	3.20
	279	3.88	6.80	3.84	6.90	4.40	3.50	3.30	3.08
	290	3.90	6.40	3.88	6.50	4.56	3.00	2.62	2.78
	291	4.00	6.60	3.96	6.70	3.80	2.10	2.50	—
	304	3.88	7.30	3.84	7.50	5.50	4.50	3.75	4.08
	335	3.90	6.80	3.86	7.00	—	—	—	—
	352	—	—	—	—	—	—	—	—
	358	3.92	6.60	3.88	6.70	4.16	1.30	1.22	—
	374	3.92	6.70	3.88	6.80	—	—	—	3.08
	376	—	—	—	—	4.08	4.10	4.06	—
	382	3.92	6.25	3.90	6.30	—	—	—	—
	478	—	—	—	—	—	—	—	3.42
	486	—	—	—	—	—	—	—	—
	504	3.88	6.50	3.84	6.60	—	—	—	—
	506	3.92	6.30	3.88	6.40	4.00	2.50	2.50	2.85
	509	—	—	—	—	—	—	—	3.20
	541	3.96	7.20	3.88	7.40	—	—	—	—
	590	4.00	6.95	3.96	7.10	3.96	3.15	3.17	—
Маркарян 618	618	3.88	6.40	3.84	6.50	3.92	3.40	3.44	3.50
NGC 3227		3.96	6.00	3.92	6.20	—	—	—	3.12
NGC 3516		3.88	6.70	3.84	6.80	4.16	3.60	3.52	2.76
NGC 5548		4.00	6.70	3.84	6.80	4.36	3.30	3.12	3.08
NGC 7469		3.90	6.60	3.88	6.70	—	—	—	3.22
I Zw 1		3.92	6.70	3.88	6.70	—	—	—	—
II Zw 1		3.92	6.10	3.90	6.20	3.88	2.40	2.96	3.20
II Zw 136		—	—	—	—	—	—	—	—
III Zw 2		3.84	6.40	3.80	6.50	4.64	3.30	2.98	3.08

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
3C 120	3.96	6.30	3.92	6.45	—	—	—	3.22
3C 227	3.96	6.70	3.92	6.80	4.40	3.40	3.20	2.31
3C 382	3.92	7.00	3.89	7.10	—	—	—	3.28
3C 390.3	4.00	6.60	3.92	6.70	4.18	3.90	3.80	—
3C 445	4.40	6.20	4.00	6.30	4.00	2.50	2.50	2.82

В качестве контроля может быть использован приведенный Остерброком в [10] график, непосредственно задающий величину $X = n_e |10^4 T_e|$, то есть значение n_e , в предположении, что $T_e = 10^4$ К. Этот параметр независим от каких-либо предположений.

По n_e и T_e , полученным обоими методами, можно вычислить величины $X_{\text{выч.}} = n_e |10^4 T_e|$ и сравнить их с X , полученным по графику Остерброка. Анализ показывает, что результаты, полученные методом 1, целесообразно исключить из обсуждения, так как они сильно отличаются и друг от друга и от результатов, полученных методом 2. Как указывал Ситон в [11], когда линии пересекаются под малым углом, неопределенность в n_e возрастает. Например, для Маркарян 10 n_e и T_e , определенные по разным линиям методом 1, находятся в следующих границах: $3.70 < \lg T_e < 4.00$ и $3.80 < \lg n_e < 5.60$.

Обратимся теперь к результатам применения второго метода. Принимая, что относительная интенсивность линии [N II] λ 5755 и [S II] λ 4058, 4076 равна 0.005, мы получили n_e и T_e , приведенные в шестом и седьмом столбцах табл. 2. В восьмом столбце приведены соответствующие значения $X_{\text{выч.}}$, а в девятом — теоретические значения X согласно [10]. Как видим, согласие между этими величинами неплохое. Действительно, для 11 случаев из 17, для которых такое сравнение возможно, $|\lg X - \lg X_{\text{выч.}}| \leq 0.5$; то есть примерно для 2/3 случаев метод 2 дает приемлемые результаты.

Для зоны [O II] n_e и T_e меняются в следующих границах:

$$3.80 < \lg T_e < 5.50, \quad 1.20 < \lg n_e < 4.50.$$

При этом

$$\langle \lg T_e \rangle = 4.23, \quad \sigma^2(\lg T_e) = 0.13,$$

$$\langle \lg n_e \rangle = 3.07, \quad \sigma^2(\lg n_e) = 0.76.$$

$\lg T_e = 5.50$ получается для объекта Маркарян 304, который отличается от остальных объектов высокими значениями n_e и T_e и для зоны [O III].

Однако надо отметить, что у этого объекта $|\lg X - \lg X_{\text{нм}}| = 0.33$. Это делает его чрезвычайно интересным для дальнейшего более подробного исследования. Исключая Маркарян 304, электронная температура меняется в границах $3.80 < \lg T_e < 4.64$. Можно заметить, что применяемым методом 2 температуры зоны [O II] получаются в среднем несколько более высокими, чем в зоне [O III]. Рис. 2 иллюстрирует определение физических условий в зоне [O II].

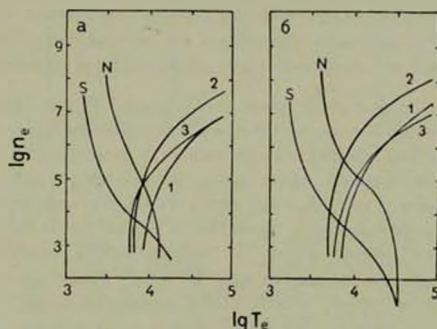


Рис. 2. Определение n_e и T_e зоны [O II] для галактик Маркарян 40 (а) и 110 (б). (1) — $\lg b_1(n_e, T_e)$ для λ 3727 при 10% ионизации кислорода, (2) и (3) — $\lg b_1(n_e, T_e)$ для $\lambda\lambda$ 6543, 6584 и 6717, 6731 при 20% ионизации серы и азота. $S - (I_{\lambda 4068} + I_{\lambda 4776}) / (I_{\lambda 6717} + I_{\lambda 6731}) = \text{const.}$, $N - I_{\lambda 5755} / (I_{\lambda 6543} + I_{\lambda 6581}) = \text{const.}$, принимая что $I_{\lambda 4068} + I_{\lambda 4776} = 0.005 I_{\text{H}}$ и $I_{\lambda 5755} = 0.005 I_{\text{H}}$.

3. *Результаты.* Все полученные результаты можно суммировать таким образом: по наблюдениям 36 сейфертовских галактик типа 1 и 5 радиогалактик с широкими линиями получается, что если запрещенные линии излучаются в двух зонах, соответствующих разным потенциалам ионизации, то условия в среднем таковы:

В зоне [O III]

$$\lg T_e \geq 4, \quad \lg n_e \geq 6.$$

В зоне [O II]

$$\lg T_e \geq 4, \quad \lg n_e = 1.2 - 4.5.$$

При этом условия в зонах [O III] для разных объектов очень сходны. Различия в физических условиях для зоны [O II] намного больше. Следовательно, в зонах [O II] различных галактик мы имеем значительно боль-

ший диапазон значений температуры и плотности, определяющих относительную интенсивность эмиссионных линий. Отсюда следует и больший диапазон самих относительных интенсивностей. Эти результаты качественно согласуются с тем фактом (см. табл. 1), что зависимость от показателя цвета относительных интенсивностей эмиссионных линий [O II], [N II] и [S II], заметно сильнее, чем аналогичная зависимость для линий [O III].

Другим следствием этого факта является то, что стратификация существует в сильной степени и что определение физических условий в зонах, излучающих запрещенные линии, по пересечению кривых для ионов O^{++} , N^{+} или S^{+} может быть ошибочно в тех случаях, когда нет дополнительных соображений относительно сосуществования этих двух зон.

4. *Сравнение с полученными ранее результатами.* Чтобы сравнить полученные нами результаты с результатами, полученными ранее другими авторами, мы приводим краткую сводку данных о физических условиях в ядрах сейфертовских галактик обоих типов, радиогалактик и N-галактик. Данные представлены в табл. 3. Хотя методика определения электронных температур и плотностей немного отличается в разных случаях, данные в среднем согласуются между собой. У сейфертовских галактик типа NGC 4151 электронные плотности $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$ отмечаются у NGC 4051 и NGC 7469, а также у NGC 1275, принадлежность которой к какому-нибудь типу спорна. Для NGC 5548 n_e , полученная в [12] методом 1, довольно неопределенна и может быть от 10^4 до 10^6 см^{-3} . В [12] приводится $n_e = 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$.

Для трех N-галактик Смит и др. [13] отмечают, что при нормальном химическом составе $n_e > 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ для PKS 0353 + 027 и 3C 467 и $n_e > 10^4 \text{ см}^{-3}$ для 3C 411.

Спектрофотометрия 18 галактик Маркаряна привела Нойгебауера и др. [6] к выводу, что у сейфертовских галактик типа 1 существуют три зоны: плотная (водородная) зона с $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$ (раньше принимались значения $n_e > 10^7 \text{ см}^{-3}$), зона [O III] с $n_e > 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $T_e \sim 10^4 \text{ K}$ и зона [O II] с $n_e \leq 10^3 \text{ см}^{-3}$ и $T_e \sim 10^4 \text{ K}$. Для сейфертовских галактик типа 2 в [6] получено, что плотная зона отсутствует.

Как отмечают Остерброк и др. [14], электронные температуры и плотности в зонах [O III] четырех радиогалактик, которые входят в [3], порядка $T_e \sim 10^4 \text{ K}$ и $n_e = 10^4 - 10^7 \text{ см}^{-3}$. Кроме того, они отмечают, что для 3C 382 и 3C 390.3 нет конечных температур, которые соответствовали бы наблюдаемому отношению линий [O III] для $n_e < 10^5 \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, полученные нами результаты в принципе не противоречат полученным ранее другими авторами. С другой стороны, как уже отмечалось, они согласуются с интерпретацией зависимостей, полученных в [1, 2].

Таблица 3

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ЯДРАХ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

Объект	Зона (O III)			Зона (O II)		
	литера- тура	T_e [K]	n_e [см ⁻³]	литера- тура	T_e [K]	n_e [см ⁻³]
NGC 1068	[17]	17000	10^3	[26]	(10—20000)	10^4
	[23]	10200	$4 \cdot 10^3 \div 2 \cdot 10^3$	[23]	8—10000	$4 \cdot 10^3$
NGC 1275	[15]		10^4	[26]	10—20 · 10 ⁴	10^4
	[18]	16000	$3 \div 10 \cdot 10^4$	[18]	12000	$4 \cdot 10^3$
NGC 3227	[24]	19000	●	[24]	11000	200—300
	[19]	16000	10^4	[19]	12000	10^3
NGC 3516				[19]	15000	10^4
NGC 4051	[19]	16000	$5 \cdot 10^4$	[19]	12000	$3 \cdot 10^3$
NGC 4151	[3]	одна зона с $T_e = 2 \cdot 10^4$ и $n_e = 4 \cdot 10^3$				
	[20]	..	$T_e = 14000$	$n_e = 2 \cdot 10^3$		
	[22]	(18000)	(5000)	(одна зона)		
NGC 5548	[12]	14000	$3 \cdot 10^3$			
NGC 7469	[19]	11000	$5 \cdot 10^4$			
	[15]	(4 · 10 ⁴)	$> 2.5 \cdot 10^3$			
Маркarian 79	[8]	$3-3.5 \cdot 10^4$	$2.5 \cdot 10^3$	[8]	10^4	$2.5-3 \cdot 10^4$
3C 120	[25]	26000	($< 10^3$)	[25]	(26000)	1500
N-галакт.	[13]	10—12000	$5 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$			
СГ типа 1	[6]	(10^4)	$> 10^4$	[6]	(10^4)	10^3
СГ типа 2	[6]	(12000)	10^3	[6]	10—20000	10^3
Радиогал.	[14]	10^4	$> 10^4-10^7$			

Примечание. Значения n_e и T_e , заключенные в скобки, являются величинами, принятыми авторами. При этом соответственно получались приводимые в соседних столбцах значения T_e и n_e .

Автор благодарен М. А. Аракеляну за ценные советы, замечания и постоянное внимание к настоящей работе.

Ереванский государственный
университет

PHYSICAL CONDITIONS IN THE NUCLEI OF SEYFERT GALAXIES OF TYPE 1

G. T. PETROV

On the basis of spectrophotometric results by Osterbrock the electron densities and temperatures in the nuclei of 36 Seyfert galaxies of type 1 and 5 radio-galaxies are determined by the same procedure. It is shown that in the zones of O^{++} the temperatures are close to 10 000 K and densities are about $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$. The dispersions of both parameters are very small. In the zones of O^+ the dispersions of these parameters are significantly larger.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян, *Астрофизика*, 13, 427, 1977.
2. Г. Т. Петров, *Астрофизика*, 15, 59, 1979.
3. D. E. Osterbrock, *Ap. J.*, 215, 733, 1977.
4. M. J. Seaton, *M. N.*, 114, 154, 1954.
5. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, В. И. Проник, *Изв. Кр. АО*, 39, 147, 1969.
6. G. Neugebauer, E. Beclin, J. B. Oke, L. Searle, *Ap. J.*, 205, 29, 1976.
7. K. Davidson, *Ap. J.*, 171, 213, 1972.
8. И. М. Янкулова, *Диссертация*, МГУ, М., 1974.
9. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, ИЛ, М., 1960.
10. D. E. Osterbrock, in *"Astrophysics of Gaseous Nebulae"*, Freeman and Company, San Francisco, 1974.
11. M. J. Seaton, *Reports on Progress in Physics*, 23, 313, 1960.
12. Э. А. Дубай, В. Ф. Есупов, В. И. Проник, *Астрон. ж.*, 44, 689, 1967.
13. H. E. Smith, H. Splirad, R. Hunstead, *Ap. J.*, 206, 345, 1976.
14. D. E. Osterbrock, A. T. Koski, M. M. Phillips, *Ap. J.*, 206, 898, 1976.
15. K. S. Anderson, *Ap. J.*, 162, 743, 1970.
16. J. A. Baldwin, *Ap. J.*, 201, 26, 1975.
17. Э. А. Дубай, В. И. Проник, *Астрофизика*, 1, 78, 1965.
18. Э. А. Дубай, В. И. Проник, *Изв. Кр. АО*, 35, 87, 1966.
19. Э. А. Дубай, В. И. Проник, *Астрон. ж.*, 44, 952, 1967.
20. Э. А. Дубай, Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Симпозиум МАС № 29*, Бюракан, 1968, стр. 75.
21. E. Y. Khachikyan, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 192, 581, 1974.
22. J. B. Oke, W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 151, 807, 1968.
23. O. E. Osterbrock, R. A. R. Parker, *Ap. J.*, 141, 892, 1965.
24. V. Rubin, F. K. Ford, *Ap. J.*, 154, 431, 1968.
25. G. A. Shields, J. B. Oke, W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 176, 75, 1972.
26. E. J. Wampler, *Ap. J.*, 164, 1, 1971.
27. В. И. Проник, *Астрофизика*, 13, 51, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.855

КОМПАКТНЫЕ ГАЛАКТИКИ В ОКРЕСТНОСТИ СКОПЛЕНИЯ А 2255

Ф. БЕРНГЕН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН

Поступила 14 апреля 1979

В области 11 кв. градусов, вокруг скопления А 2255 отождествлена 131 компактная галактика. Результаты В, V фотометрии вместе с экваториальными координатами объектов приведены в табл. I. Из распределения обнаруженных компактных галактик вокруг скопления А 2255 получено, что скопление простирается до радиуса $\sim 20'$. По распределению цветов компактные галактики поля отличаются от Е и S0 галактик.

1. *Введение.* Скопление галактик А 2255 = Zw Cl 1740 4 + 6401 весьма богато компактными галактиками. Оно включено в каталог компактных галактик Цвикки [1]. В работе [2] нами проводилась двухцветная фотометрия 396 галактик, находящихся в области скопления внутри радиуса $13'$. В ней было показано, что почти половина галактик с измеренными поверхностными яркостями являются компактными, удовлетворяющими критерию $R/\square^* < 20''$, где R — интегральная величина галактики в красном цвете, а также критерию компактности, предложенному авторами [3]. Вычисленная поверхностная плотность компактных галактик в скоплении до $V = 18''$ порядка 600 на кв. градус. Между тем, как по нашим данным [4], так и по данным Фейрла [5], плотность компактных галактик, удовлетворяющих тому же критерию компактности в общем поле, порядка 10 на кв. градус.

В настоящей работе мы продолжаем изучение компактных галактик в поле, используя при этом снимки области скопления А 2255, полученные в шмидтовском фокусе двухметрового телескопа Таутенбургской обсерватории в системе В, V. Исследуемая область окружает А 2255 и заключена между экваториальными координатами: $\alpha_{1950} = 16^h 54^m 9^s + 17^h 25^m 9^s$, $\delta_{1950} = + 62^\circ 20' + 65^\circ 40'$. Отождествление компактных галактик производилось по тем же критериям и тем же способом, что и в работе [4].

Измерение обнаруженных компактных галактик проводилось на иризовом фотометре Таутенбургской обсерватории. В качестве стандартов были использованы шаровые скопления и компактные объекты в области М 31, звездные величины которых приведены в [6—8]. В каждом цвете было измерено по две пластинки. Отклонения от средних значений в среднем составляют $\pm 0^m06$.

2. О распределении компактных галактик. В указанной области вокруг скопления А 2255 в общей площади 11 кв. градусов была отождествлена 131 компактная галактика. Галактики имеют сферическую форму и обладают высокой поверхностной яркостью в обоих цветах или же в одном из них. Чаще они более компактны в цвете V. Список компактных галактик приведен в табл. 1, в последующих столбцах которой даны порядковые номера, экваториальные координаты, определенные на негативах, V-величины и показатели цвета B—V. Объекты с неуверенно определенными величинами и цветами отмечены двоеточием. На картах отождествления номера соответствуют номерам в табл. 1. 10 объектов в таблице идентичны с компактными Цвикки.

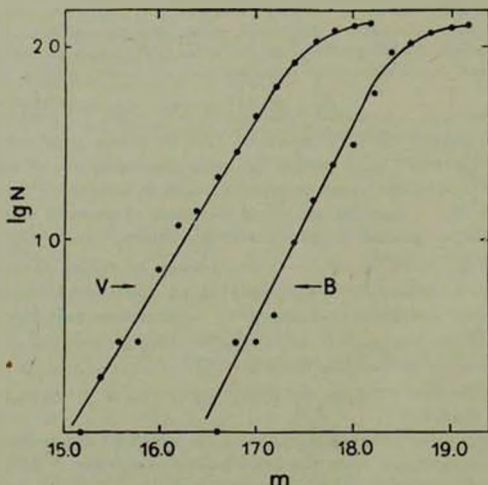


Рис. 1. Распределение компактных галактик по звездным величинам B и V.

На рис. 1 приводится распределение числа галактик по звездным величинам. По оси абсцисс отложена звездная величина, по оси ординат —

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА
КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК В ОКРЕСТНОСТИ СКОПЛЕНИЯ А 2255

№	α_{1950}	δ_{1950}	V	B-V	№	α_{1950}	δ_{1950}	V	B-V
1	16 ^h 57 ^m 6	+63°31'	16 ^m 49	0 ^m 85	36	17 ^h 06 ^m 9	+62°53'	17 ^m 32	0 ^m 77
2	57.9	+63 02	17.73	0.51	37	07.2	+64 46	17.85	0.65
3	58.0	+62 56	16.81	1.68	38	07.3	+62 54	17.26	0.75
4	58.4	+63 15	16.14	1.61	39	07.4	+63 56	16.24	1.35
5	58.4	+65 11	17.44	1.37	40	07.4	+62 54	17.40	1.00
6	58.5	+62 34	17.67	0.64	41	07.4	+65 07	17.59	0.99
7	58.8	+65 05	17.39	1.05	42	07.5	+62 54	16.74	1.38
8	17 00.1	+63 37	17.52	0.33	43	07.7	+62 59	17.64	0.83
9	00.3	+64 37	17.83	0.43	44	07.9	+64 55	17.02	1.29
10	00.7	+65 01	17.69	1.15	45	08.3	+64 40	16.47	1.40
11	00.7	+65 01	17.46	1.13	46	08.8	+64 20	15.57	1.00
12	00.8	+62 46	16.65	0.63	47	09.2	+63 10	17.13	0.97
13	00.8	+65 01	17.73	0.94	48	09.2	+65 09	17.29	0.83
14	01.3	+63 28	17.08	0.88	49	09.8	+64 27	17.59	0.71
15	02.4	+62 59	15.94	0.74	50	10.1	+63 18	16.52	1.10
16	02.5	+63 53	17.48	0.71	51	10.2	+64 02	17.13	1.09
17	02.8	+63 08	17.08	1.24	52	10.4	+63 43	16.89	1.09
18	03.0	+65 05	17.11	1.23	53	10.6	+63 55	16.77	1.34
19	03.1	+64 17	16.90	0.85	54	10.7	+63 56	17.03	1.26
20	03.3	+63 22	16.83	1.47	55	11.0	+63 56	16.76	1.34
21	03.6	+62 58	17.39	1.29	56	11.2	+63 54	17.22	1.11
22	03.7	+63 25	17.66	0.57	57	11.4	+64 25	15.83	1.75
23	04.0	+62 49	17.75	1.08	58	11.9	+62 33	17.03	0.13
24	04.4	+63 24	17.46	0.82	59	12.0	+64 38	17.62	0.79
25	04.7	+62 54	16.90	0.82	60	12.1	+64 27	17.35	1.02
26	04.8	+64 37	17.33	0.68	61	12.3	+63 52	17.05	0.48
27	05.3	+63 15	17.82	0.52	62	12.4	+63 47	17.34	0.62
28	05.5	+63 05	16.86	1.01	63	12.9	+64 28	17.34	0.97
29	05.8	+65 16	17.86	0.31	64	12.9	+63 52	17.03	1.51
30	05.9	+62 49	16.49	1.08	65	13.1	+65 28	17.18	1.17
31	06.0	+63 43	16.96	1.29	66	13.1	+65 05	17.42	1.45
32	06.0	+62 45	16.06	1.48	67	13.7	+62 36	17.72	0.97
33	06.0	+64 27	17.42	1.12	68	13.8	+64 17	16.80	1.44
34	06.2	+62 45	16.93	1.10	69	14.0	+64 21	17.66	0.75
35	06.5	+63 49	16.75	0.98	70	14.1	+64 20	17.09	1.00

Таблица 1 (окончание)

№	α_{1950}	δ_{1950}	V	B-V	№	α_{1950}	δ_{1950}	V	B-V
71	17 ^h 14 ^m 2	+63°06'	17 ^m 10	1 ^m 23	102	17 ^h 19 ^m 3	+63°35'	17 ^m 53	0 ^m 16
72	14.3	+63 04	16.04	1.30	103	19.3	+64 19	17.43	1.24
73	14.5	+64 04	16.84	1.33	104	19.4	+63 34	16.44	1.58
74	14.5	+64 39	16.85	0.52	105	19.4	+65 41	17.41	1.01
75	14.5	+64 43	17.52	1.12	106	19.7	+62 54	17.33	1.32
76	14.7	+64 52	17.49	1.20	107	19.9	+64 53	17.27	1.09
77	15.3	+65 39	17.00	1.10	108	20.2	+64 50	17.62	0.72
78	15.7	+65 20	17.55	1.31	109	20.3	+63 50	17.38	0.89
79	15.9	+64 33	17.30	0.95	110	20.3	+65 32	17.81	0.90
80	15.9	+65 24	17.46	0.65	111	20.3	+63 31	17.22	1.23
81	15.9	+64 11	15.91	1.62	112	20.3	+65 32	17.04	1.25
82	16.2	+64 40	17.31	1.25	113	20.5	+63 54	17.59	0.91
83	16.4	+62 33	16.55	1.29	114	20.8	+64 54	16.80	1.33
84	16.6	+65 33	16.00	1.61	115	21.1	+62 33	16.87	1.20
85	16.8	+65 16	16.85	1.26	116	21.2	+62 32	17.33	1.02
86	16.9	+64 19	16.65	1.11	117	21.2	+64 28	17.84	0.62
87	16.9	+64 19	16.04	1.26	118	21.6	+65 07	17.39	1.20
88	17.0	+64 21	15.04	1.58	119	22.0	+65 30	17.69	1.16
89	17.5	+64 53	17.00	1.33	120	22.1	+65 04	17.31	1.07
90	17.9	+64 21	17.60	0.88	121	22.2	+65 03	15.88	1.75
91	17.9	+65 19	17.42	1.18	122	22.6	+64 57	17.07	1.16
92	17.9	+64 16	17.30	0.44	123	22.7	+63 37	18.01	0.33
93	17.9	+65 38	17.40	1.22	124	22.9	+62 40	17.23	1.24
94	18.2	+64 29	17.04	0.98	125	23.1	+62 58	16.27	1.55
95	18.3	+64 44	16.59	1.40	126	24.6	+64 29	16.82	1.34
96	18.4	+63 51	17.62	1.29	127	24.7	+62 32	17.41	0.98
97	18.4	+64 44	17.33	0.75	128	25.2	+62 57	17.27	1.06
98	18.4	+64 30	16.96	1.01	129	25.6	+65 21	17.87	1.14
99	18.5	+62 40	17.20	0.83	130	25.6	+63 37	16.54	1.35
100	18.7	+63 31	15.39	1.82	131	25.9	+64 58	17.67	0.56
101	19.3	+63 26	17.60	0.42					

логарифм числа галактик до данной величины. Полученная зависимость плохо аппроксимируется линейной функцией, однако, если провести прямую, то для ее углового коэффициента получается значение 0.9, то есть значительно больше, чем при предположении о равномерном распределении объектов в пространстве. Отметим, что в случае компактных галактик поля в окрестности скопления А 193 [4], значение углового коэффициента ана-

логичной прямой не противоречило предположению о равномерном распределении компактных галактик в пространстве. Однако из полученного высокого значения углового коэффициента зависимости $\lg N$ от m нельзя утверждать об отклонении распределения компактных галактик от равномерности в сторону увеличения их пространственной плотности с расстоянием. Более вероятно, что мы здесь имеем дело с наблюдательной селекцией, заключающейся в том, что при малых угловых размерах часть «нормальных» (некомпактных) галактик может быть отнесена к классу компактных. При этом доля подобных мнимых компактных галактик может увеличиться со звездной величиной. Более обстоятельное изучение этого вопроса является принципиально важным.

По рис. 1 наша выборка является полной до $B = 18^m.6$. Поверхностная плотность компактных галактик поля до этой величины оказывается равной 12 галактикам на кв. градус, что почти совпадает со значением той же величины для окрестности скопления А 193 [4]. Однако, учитывая вышесказанное, следует, по-видимому, считать это значение несколько завышенным.

В табл. 2 приводится распределение компактных галактик по concentрическим кольцам вокруг скопления А 2255. В работе [2] скопление было сфотометрировано до радиуса около $13'$. Из данных табл. 2 видно, что до расстояния $r = 20'$ от центра скопления плотность обнаруженных компактных галактик существенно больше, чем в последующих кольцах (отметим, что центральный круг целиком включает в себя измеренную в [2] область скопления). Это говорит о том, что скопление А 2255 простирается хотя бы до радиуса $20'$. Используя среднюю радиальную скорость скопления, равную $23\,300$ км/с, для диаметра скопления получим значение около 5 Мпс при $H = 50$ км/с Мпс.

Таблица 2

r'	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
n	80	14	7	9	13	13	17	17	18	12
n/N	600?	42	13	12	13	11	12	10	10	6

Среди обнаруженных компактных галактик имеются три тесных пары, для которых удовлетворяется критерий $r/D_1 + D_2 < 2$, то есть около 3% обнаруженных компактных галактик входит в состав пар. Номера компонентов обнаруженных пар, разница в их интегральных звездных величинах ΔV и показателях цвета $\Delta(B-V)$ приводятся в табл. 3. В последней строке таблицы приводятся индивидуальные значения отношения $r/D_1 + D_2$. Как видим, показатели цвета, так же, как и интегральные звездные вели-

чины компонентов пар, мало отличаются друг от друга. По всем данным все три пары должны быть физическими.

Таблица 3

№	11—12	86—87	112—114
ΔV	$0^m 23$	$0^m 61$	$0^m 77$
$\Delta (B-V)$	$0^m 02$	$0^m 15$	$0^m 35$
$r_1 D_1 - D_2$	1.7	1.6	1.0

3. *Распределение компактных галактик поля по показателям цвета.* Показатели цвета обнаруженных в этой работе компактных галактик, так же, как и компактных галактик в окрестности скопления А 193 [4], распределены в довольно широком диапазоне. По данным табл. 1 встречаются компактные галактики с $B-V$ от нуля до $1^m 9$. Гистограмма распределения показателей цвета приведена на рис. 2а, где по оси абсцисс отложе-

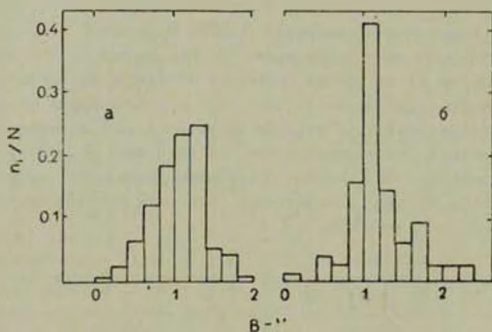


Рис. 2 Распределение компактных галактик по показателям цвета. а) — для компактных галактик поля в окрестности А 2255. б) — для компактных галактик в скоплении А 2255.

ны показатели цвета по данным табл. 1, а по оси ординат — отношение числа компактных галактик в данном интервале $B-V$ к общему их числу в выборке. При этом были исключены объекты, имеющие $r < 20'$ по табл. 2. Полученное распределение качественно повторяет распределение по цветам компактных галактик в окрестности скопления А 193 [4]. На рис. 2, б приводится распределение компактных галактик по цветам в скоплении А 2255 до $V = 18^m 0$ в радиусе $r = 20'$. В отличие от распределе-

ния для компактных галактик поля, в распределении для компактных галактик в скоплении A 2255 имеется весьма острый максимум. В этом отношении эти галактики имеют некоторое сходство с галактиками типов E и S0 в скоплении Coma [9]. Означает ли это какую-то общность природы компактных галактик в скоплениях с галактиками типов E и S0 или же указанное сходство обусловлено другими причинами, можно будет решить после накопления достаточного материала о компактных галактиках в других скоплениях. Из результатов как настоящей, так и предыдущей работы [4] пока можно лишь сказать, что по распределению показателей цвета компактные галактики в поле существенно отличаются от E и S0 галактик в Coma.

В работе [10] Сандейдж и Висванатан исследовали распределение E и S0 галактик по цветам в разных спектральных диапазонах и не нашли никакого различия как между двумя типами галактик, так и между галактиками этих типов, находящихся в поле и скоплениях. При этом построенные в [10] распределения для E и S0 галактик, входящих или не входящих в скопления, обладают хорошо выраженными максимумами с совпадающими для данного показателя цвета значениями и большей частью симметричны относительно этого максимума. На основании сходства указанных распределений и других данных авторы работы [10] делают заключение об одинаковости характеристик населения дисков и гало E и S0 галактик ярче $M = -20^m$. Полученная нами форма распределения компактных галактик поля по цветам заметно отличается от таковой как для E и S0 галактик, так и от компактных галактик в скоплении A 2255, которые, в свою очередь, по сравнению с результатами работы [10] отличаются от E и S0 галактик наличием более острого пика в распределении по цветам. При всех этих сравнениях, однако, следует иметь в виду, что наши данные не освобождены от K-поправки.

Работа по поиску и фотометрии компактных галактик в других областях неба находится в процессе выполнения.

Центральный институт астрофизики

АН ГДР

Бюракская астрофизическая

обсерватория

COMPACT GALAXIES IN THE VICINITY OF THE CLUSTER A 2255

F. BÖRNGEN, A. T. KALLOGHIAN

131 compact galaxies were identified over 11 sq. degrees around the cluster A 2255. The results of B, V photometry with the equatorial

coordinates of the objects are given in Table 1. From the surface distribution of detected compact galaxies the radius of the cluster A 2255 is about 20 arcmin. The color distribution of the field compacts differs from that of E and S0 galaxies.

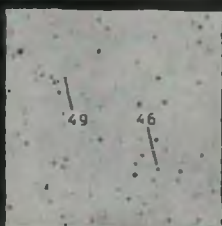
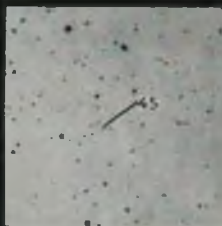
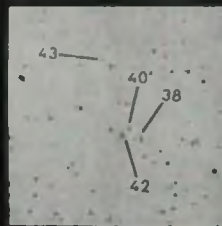
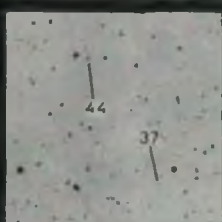
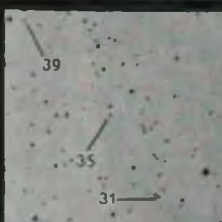
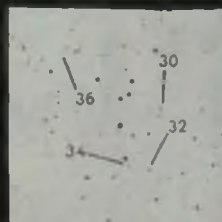
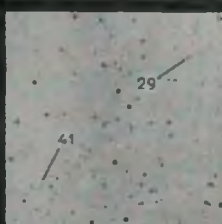
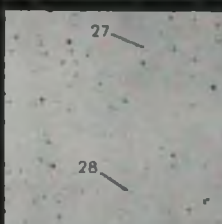
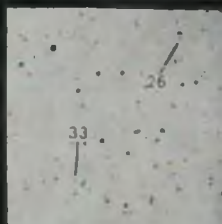
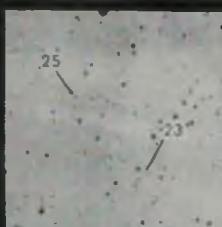
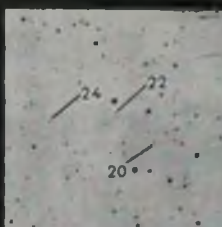
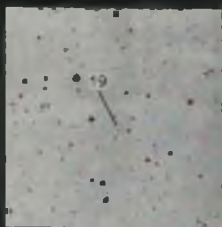
ЛИТЕРАТУРА

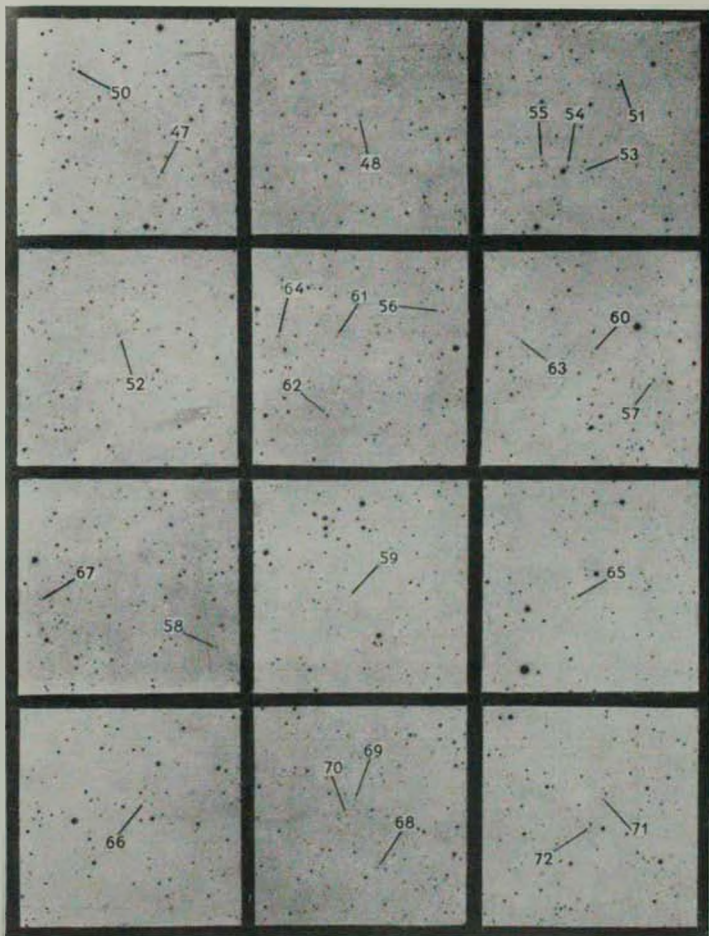
1. *F. Zwicky*, Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Galaxies, Zwitterland, 1971.
2. Ф. Бёрген, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 13, 5, 1977.
3. А. Т. Каллоглян, Ф. Бёрген, *Астрофизика*, 12, 697, 1976.
4. Ф. Бёрген, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 14, 613, 1978.
5. *A. P. Fairall*, *Observatory*, 98, 1, 1978.
6. *S. van den Bergh*, *Ap. J., Suppl. ser.*, 19, 145, 1969.
7. *M. Vetesnik*, *Bull. Astr. Inst. Czechoslovakia*, 13, 180, 1962.
8. *А. С. Шаров*, *Астроф. ж.*, 50, 1023, 1973.
9. *X. Butcher, A. Oemler Jr.*, *Ap. J.*, 219, 18, 1978.
10. *A. Sandage, N. Visvanathan*, *Ap. J.*, 225, 742, 1978.

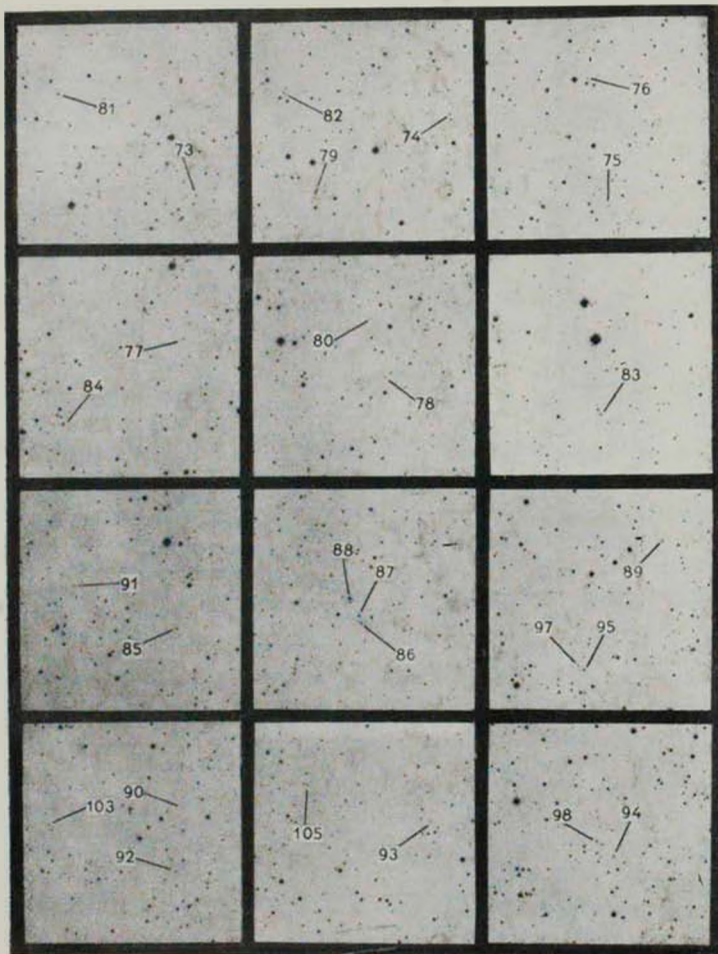
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

компактных галактик (в цвете V),
сверху, восток слева. Масштаб 22.11 мм.

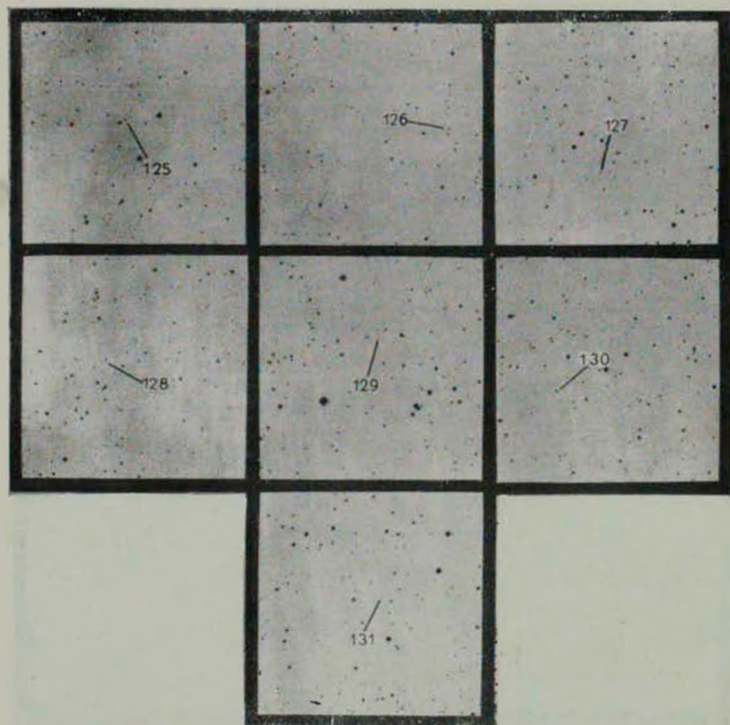












К сг. Ф. Бергера, А. Каллагана

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.841.1

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 26 февраля 1979

Рассматривается перенос излучения через оболочку возрастающего радиуса и убывающей оптической толщины при отсутствии лучистого равновесия. Предполагается, что энергия поступает в оболочку при первоначальном взрыве и затем — по заданному закону от звезды. Светимость оболочки определяется методом, предложенным автором ранее [1]. Полученные кривые блеска в общих чертах согласуются с кривыми, найденными из наблюдений. Оценена оптическая толщина оболочки в максимуме блеска и масса оболочки. Для сверхновых I типа соответствующие значения равны $\tau_m = 15$ и $M = 0.4M_{\odot}$.

Для понимания процессов, происходящих при вспышках сверхновых звезд, большое значение имеет интерпретация их кривых блеска. Такая интерпретация особенно важна для первого периода вспышки, когда на кривой блеска непосредственно сказываются последствия первоначального взрыва.

Как известно, при вспышке от звезды отделяется оболочка, которая постепенно расширяется и рассеивается в пространстве. Физические условия в оболочке с течением времени меняются. В частности, ее оптическая толщина, которая сначала гораздо больше единицы, быстро убывает до значений порядка единицы и меньше.

Теоретическое определение изменений блеска и спектра оболочки сводится к решению задачи о переносе энергии через среду с меняющимися оптическими свойствами. Математически эта задача очень сложна. Приближенное ее решение было дано автором [1] (см. также [2], стр. 392) с целью применения к новым звездам. Здесь мы воспользуемся этим решением для интерпретации изменений блеска сверхновой звезды. Как и ранее [1],

будем рассматривать первый период вспышки, когда оболочка светится лишь в непрерывном спектре.

Из сравнения теории с наблюдениями можно оценить некоторые параметры оболочки (в частности, оптическую толщину и массу). Такие оценки делаются ниже для средней сверхновой I типа. Применение теории к конкретным сверхновым различных типов будет сделано позднее.

Следует отметить, что интерпретация кривых блеска сверхновых производилась ранее в ряде работ (см. [3] и [4]). Особенного внимания заслуживают работы В. С. Имшенника, Д. К. Надежина и их сотрудников [5—7], рассмотревших перенос энергии ударными волнами, и И. С. Шкловского [8], высказавшего идею о поступлении жесткого излучения звезды-пульсара в оболочку.

1. *Изменение светимости.* Как уже сказано, для определения изменения светимости оболочки с течением времени мы воспользуемся формулами, полученными в работе [1]. С целью большей ясности изложения дадим краткий вывод этих формул.

Будем считать, что в момент времени $t = 0$ от звезды отрывается оболочка с запасом тепловой энергии E . Эта величина складывается из тепловой энергии, первоначально содержащейся в оболочке, и из части энергии взрыва, перешедшей в тепловую энергию. Допустим также, что оболочка находится под воздействием излучения звезды, светимость которой равна $L_*(t)$.

Чтобы найти светимость оболочки $L(t)$, надо решить задачу о переносе энергии через оболочку с возрастающим радиусом $r(t)$ и с убывающей оптической толщиной $\tau(t)$. Для упрощения задачи применим прием (обоснование его см. в [1]), заключающийся в том, что диффузия излучения в реальной протяженной оболочке заменяется отражением фотонов от тонкой оболочки и их перемещением в полость, созданной этой оболочкой. Так как в начале вспышки оптическая толщина оболочки очень велика (порядка 10^{10}), то фотоны задерживаются в полости. С течением времени оптическая толщина оболочки убывает, выход фотонов из полости наружу ускоряется и светимость оболочки возрастает.

Учитывая сказанное, на основании закона сохранения энергии имеем

$$L_*(t) - L(t) = \frac{d}{dt} \left[\frac{4}{3} \pi r^2(t) \rho(t) \right], \quad (1)$$

где $\rho(t)$ — плотность излучения в полости.

Очевидно, что величина $\rho(t)$ может быть выражена через $L(t)$. Чтобы сделать это, заметим, что поток излучения, выходящего из оболочки наружу, равен $L(t)/4\pi r^2(t)$, а поток излучения, отраженного оболочкой

внутрь, равен $(c/4)\dot{\tau}(t)$, где c — скорость света. Так как отношение этих потоков равно $1/\tau(t)$, то мы получаем

$$\dot{\tau}(t) = \frac{L(t)\tau(t)}{\pi c r^2(t)} \quad (2)$$

Подстановка (2) в (1) приводит к уравнению

$$L_*(t) - L(t) = \frac{4}{3c} \frac{d}{dt} [\tau(t) r(t) L(t)], \quad (3)$$

которое и может служить для определения светимости оболочки $L(t)$.

Решение уравнения (3) имеет вид

$$L(t) = \frac{3c}{4\tau(t)r(t)} \left[E e^{-\frac{3c}{4} \int_0^t \frac{dt'}{\tau(t')r(t')}} + \int_0^t L_*(t') e^{-\frac{3c}{4} \int_0^{t'} \frac{dt''}{\tau(t'')r(t'')}} dt' \right], \quad (4)$$

где произвольная постоянная определена из очевидного условия

$$\int_0^\infty L(t) dt = E + \int_0^\infty L_*(t) dt. \quad (5)$$

Для вычисления светимости оболочки по формуле (4) необходимо задать зависимость величин r и τ от времени. Мы примем, что

$$r = r_* + vt, \quad \tau = \tau_* \left(\frac{r_*}{r} \right)^k, \quad (6)$$

где k — некоторый параметр, v — скорость расширения оболочки (считаемая постоянной), r_* — радиус оболочки и τ_* — ее оптическая толщина в момент $t = 0$.

Подставляя (6) в (4), произведем интегрирование при пренебрежении величиной r_* по сравнению с vt . Тогда, вводя вместо t безразмерное время u при помощи соотношения

$$\frac{3cv^{k-1}}{4\tau_* r_*^k} t^k = u^k \quad (7)$$

и обозначая

$$L_1 = \left(\frac{3cv^{k-1}}{4\tau_* r_*^k} \right)^{1/k} E, \quad (8)$$

получаем

$$L(u) = L_1 u^{k-1} e^{-u^k/k} + u^{k-1} \int_0^u L_*(u') e^{-1/k(u^k - u'^k)} du'. \quad (5)$$

Формула (9) дает возможность определить светимость оболочки $L(u)$ по светимости звезды $L_*(u)$ и величине L_1 .

В случае, когда светимость звезды мала, имеем

$$L(u) = L_1 u^{k-1} e^{-u^k/k}. \quad (10)$$

Из этой формулы видно, что светимость оболочки сначала растет до значения u , равного

$$u_m = (k-1)^{1/k}, \quad (11)$$

а затем убывает. С помощью формул (6) и (7) получаем, что максимум светимости оболочки достигается в момент времени

$$t_m = \left[\frac{4(k-1)\tau_* r_*^k}{3cv^{k-1}} \right]^{1/k}, \quad (12)$$

а оптическая толщина оболочки в этот момент равна

$$\tau_m = \frac{3}{4(k-1)} \frac{c}{v}. \quad (13)$$

В случае, когда величина L_1 мала, формула (9) принимает вид

$$L(u) = u^{k-1} \int_0^u L_*(u') e^{-1/k(u^k - u'^k)} du'. \quad (14)$$

Если светимость звезды $L_*(u)$ убывает с ростом u , то светимость оболочки $L(u)$ сначала растет, а затем уменьшается, приближаясь к $L_*(u)$. Легко убедиться, что максимум светимости оболочки соответствует значению $u = u_m$, которое находится из уравнения

$$u_m^k = \frac{k-1}{1 - \frac{L_*(u_m)}{L(u_m)}}. \quad (15)$$

Следует отметить, что формулу (10) можно считать частным случаем формулы (14) при $L_*(u) = L_1 \delta(u)$, где δ — функция Дирака. Поэтому и формула (11) получается из формулы (15) при $L_*(u_m) = 0$.

Как будет выяснено ниже, наиболее вероятные значения параметра k близки к 2. Поэтому значения величины u_m , найденные по формуле (11),

близки к 1. Формула (15) дает для u_m значения такого же порядка, хотя и несколько большие, чем формула (11). При значениях u порядка единицы происходит выход наружу основной части энергии, накопленной оболочкой (т. е. оболочка «высвечивается»). Этим, собственно, и объясняется максимум светимости оболочки.

В качестве примера по формуле (14) была вычислена светимость оболочки $L(u)$ для случая, когда светимость звезды дается формулой

$$L_*(u) = \frac{L_0}{u^s}, \quad (16)$$

где s — некоторый параметр. На рис. 1 приведены результаты вычислений при $s=1/2$ для случаев $k=2$ и $k=3$. Рисунок иллюстрирует описанный выше характер изменения светимости оболочки с течением времени.

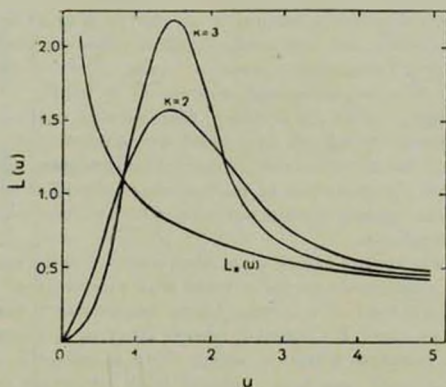


Рис. 1. Кривые изменения светимости оболочки при $L_*(u) = 1/\sqrt{u}$.

2. *Изменение блеска и температуры.* Для сравнения теории с наблюдениями целесообразно перейти от светимости к величинам, которые могут быть найдены непосредственно из наблюдений, т. е. к блеску и температуре.

Обозначим через T_m эффективную температуру оболочки в момент максимума светимости. Тогда эффективная температура в любой другой момент времени u будет равна

$$T = T_m \left| \frac{L(u)}{L(u_m)} \right|^{1/4} \left(\frac{u_m}{u} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

Обозначим через Δm разность фотографических величин в момент времени u и в момент максимума светимости. Для этой разности имеем

$$\Delta m = -\operatorname{S} \lg \frac{u}{u_m} + 36700 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m} \right). \quad (18)$$

Формулы (17) и (18) позволяют определить величины T и Δm по теоретической светимости $L(u)$ и по принятой температуре T_m в момент максимума светимости. Для перехода от безразмерного времени u к времени t имеем формулу (7), из которой следует, что $t = t_m(u/u_m)$.

На рис. 2 приведены кривые блеска, построенные по формулам (17) и (18). При этом светимость оболочки находилась по формуле (14), а светимость самой звезды по формуле (16) с разными значениями параметра s . На том же рисунке изображена кривая блеска для случая, когда светимость оболочки дается формулой (10), т. е. когда оболочка светится за счет собственной тепловой энергии и за счет энергии взрыва. Во всех случаях было принято, что оптическая толщина оболочки убывает по закону (6) при $k = 2$ (обоснование этого см. ниже). Для температуры в момент максимума блеска принималось значение $T_m = 10000^\circ$.

По оси абсцисс на рис. 2 отложено безразмерное время u , а по оси ординат — величина Δm , причем нуль-пункт для каждой кривой для удобства смещен на 1 звездную величину относительно соседних кривых. Каждая кривая может продолжаться до тех пор, пока оптическая толщина оболочки остается по порядку больше единицы, т. е. пока оболочка представляет собой «фотосферу».

Теоретические кривые блеска могут быть сопоставлены с соответствующими кривыми, найденными из наблюдений. Как известно (см. [3] и [4]), наблюдения показывают, что кривые блеска сверхновых I типа мало отличаются друг от друга. В среднем в течение 20 суток происходит подъем блеска, а затем примерно в течение месяца блеск падает на 2—3 звездных величины. После этого происходит гораздо более медленное падение блеска. Этот излом на кривой блеска связывается с тем, что оболочка перестает играть роль фотосферы. Температура в максимуме блеска оказывается около 10000° , а во время упомянутого излома кривой блеска — порядка 5000 — 6000° . Отдельные наблюдения, проводившиеся до максимума блеска, дают температуры более высокие, чем 10000° . Кривые блеска сверхновых II типа отличаются большим разнообразием.

Сравнение кривых блеска, найденных теоретически и из наблюдений, показывает, что при подходящем выборе параметра s они могут быть согласованы между собой. Для сверхновых I типа согласие получается при значениях s , близких к $3/4$. Для сверхновых II типа, которые характеризуются более медленным падением блеска после максимума, более подходящими являются меньшие значения s . Самая низкая кривая на рис. 2,

соответствующая «высвечиванию» оболочки после первоначального взрыва, дает очень быстрое падение блеска и температуры. Так как подобное падение не наблюдается, то надо считать, что уже в первый период вспышки оболочка светится в значительной мере за счет энергии, поступающей в нее от звезды.

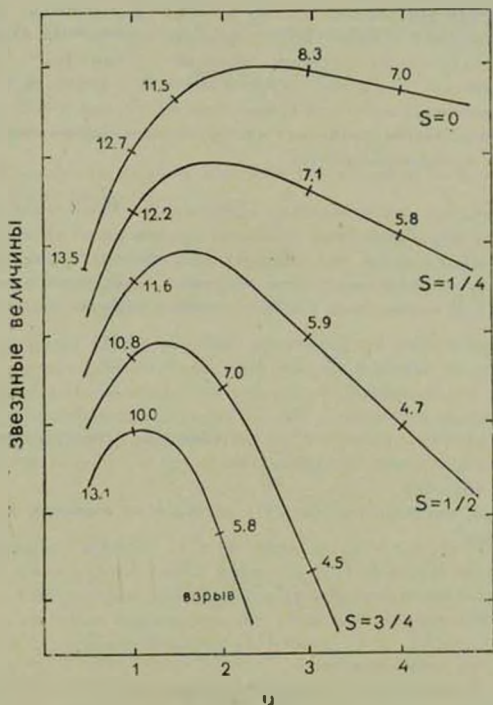


Рис. 2. Теоретические кривые блеска при $k = 2$ и $T_m = 10000^\circ$. Для разных моментов времени отмечены значения температуры в тысячах градусов.

При более подробной интерпретации результатов наблюдений следует перейти от безразмерного времени u к времени t . Поскольку для сверхновых I типа время достижения максимума t_m порядка 20 суток, то $t \approx 20 u / u_m$ суток. Если принять, что $s = 3.4$, то будет $u_m = 1.2$ и, следовательно,

$t = 17$ и суток. Найдем характеристики излучения оболочки для момента излома кривой блеска. Так как для этого момента $t \approx 50$ суток, то $u \approx 3$. Как видно из рис. 2, в этот момент $\Delta m = 2.5$ и $T = 4500^\circ$, что более или менее согласуется с результатами наблюдений.

Можно также найти оптические толщины оболочки в моменты максимума и излома кривой блеска. В том случае, когда светимость оболочки дается формулой (10), первая из этих величин определяется формулой (13). При $k = 2$ и $v = 10000$ км/с эта формула дает $\tau_m = 22$. Однако при $s = 3/4$ максимум блеска наступает несколько позже ($u_m = 1.2$ вместо $u_m = 1$) и поэтому в данном случае в согласии с формулой (6) имеем $\tau_m = 15$. Для момента же излома кривой блеска (т. е. при $u = 3$) получаем $\tau = 2.4$. Таким образом, величина τ в этот момент оказывается порядка единицы, как и следовало ожидать.

3. *Определение массы оболочки.* Приведенная выше интерпретация кривых блеска сверхновых звезд позволяет оценить массы их оболочек.

Прежде всего заметим, что непрозрачность оболочек сверхновых звезд обусловлена в основном рассеянием излучения свободными электронами (см. [9—11]). В соответствии с этим оптическая толщина оболочки равна

$$\tau = \tau_0 \int_0^r n_e dr, \quad (19)$$

где τ_0 — коэффициент рассеяния, рассчитанный на один свободный электрон, n_e — концентрация свободных электронов и r — радиус внутренней границы оболочки.

Принимая, что оболочка состоит в основном из водорода, для массы оболочки имеем

$$M = 4\pi m_H \int_0^r n_e r^2 dr, \quad (20)$$

где m_H — масса атома водорода.

Чтобы произвести интегрирование в формулах (19) и (20), надо задать закон изменения величины n_e в оболочке. Мы примем, что $n_e \sim r^{-2}$, где p — некоторый параметр. Тогда из упомянутых формул находим

$$M = 4\pi \frac{m_H}{\tau_0} \tau r^2 f(\tau, p), \quad (21)$$

где

$$f(z, p) = \frac{1 - z^{3-p} - p}{1 - z^{3-p} - 3 - p}. \quad (22)$$

Легко убедиться, что функция $f(z, p)$ не сильно меняется в оболочке, если только величина z не очень мала. Например, для однослойной оболочки имеем: $f(z, 0) = 1/3(1 + z + z^2)$, а для оболочки, в которой n , убывает обратно пропорционально расстоянию от звезды: $f(z, 1) = z$. Принимая, что $f = 1/2$, вместо формулы (21) получаем

$$M = 2\pi \frac{m_n}{\tau_0} \tau r^2. \quad (23)$$

Из формулы (23) можно сделать два вывода:

1) Оптическая толщина оболочки убывает обратно пропорционально расстоянию от звезды, т. е.

$$\tau \sim \frac{1}{r^2}. \quad (24)$$

Этим выводом мы уже пользовались выше.

2) Формула (23) может быть применена для определения массы оболочки, если для какого-либо момента времени известна ее оптическая толщина. Выше было показано, что оптическая толщина оболочки может быть найдена для момента максимума блеска. Следовательно, массу оболочки можно определить по формуле

$$M = 2\pi \frac{m_n}{\tau_m} \tau_m r_m^2. \quad (25)$$

Входящая в формулу (25) величина τ_m в случае, когда оболочка высвечивается после взрыва, дается формулой (13). В случае же свечения оболочки за счет поступающей к ней энергии от звезды максимум блеска достигается несколько позднее, т. е. при несколько меньшем значении τ_m . Так как $\tau \sim u^{-2}$, то вместо формулы (13) имеем

$$\tau_m = \frac{3c}{4vu_m^2}. \quad (26)$$

Для сверхновых I типа выше принималось $s = 3/4$ и, следовательно, $u_n = 1.2$. Подставляя выражение (26) с этим значением u_m в формулу (25) и учитывая, что $r_m = vt_m$, получаем

$$M = 2 \cdot 10^{11} v t_m^2. \quad (27)$$

Формула (27) позволяет находить массу оболочки M по скорости ее расширения v и по времени достижения максимума блеска t_m . Принимая $v = 10000$ км/с и $t_m = 20$ суток, получаем

$$M = 8 \cdot 10^{12} \text{ г} = 0.4 M_{\odot}.$$

Если считать, что оболочка состоит в основном из гелия, а не из водорода, это значение массы оболочки должно быть увеличено вдвое, так как в формуле (20) следует заменить m_n на $1/2 m_{He}$.

Сверхновые II типа по своим наблюдаемым характеристикам весьма разнообразны. Если допустить, что $u_m = 1.7$, $v = 5000$ км/с и $t_m = 40$ суток, то для массы оболочки опять получаем $M = 8 \cdot 10^{12}$ г. Вероятно, массы оболочек отдельных звезд могут сильно отличаться от этого значения.

Произведенные здесь оценки масс оболочек сверхновых звезд интересны потому, что до настоящего времени эти массы были известны плохо. Поэтому теоретики в своих исследованиях принимали для масс оболочек весьма произвольные значения.

4. *Заключительные замечания.* В настоящей статье получены теоретические кривые блеска сверхновых звезд при простейших предположениях о процессах, происходящих при вспышке. Как показано выше, эти кривые могут быть согласованы с некоторыми средними кривыми блеска, найденными из наблюдений. Для получения более подробной информации о вспышках желательнее сравнить теорию с наблюдениями для ряда конкретных сверхновых звезд.

Особый интерес представляет обратная задача, т. е. определение по наблюдаемому излучению оболочки той энергии, которая поступает в оболочку от звезды (вместе с энергией первоначального взрыва). В сущности решение этой задачи уже известно — оно дается формулой (3). В дальнейшем предполагается применить эту формулу для определения характеристик сверхновых звезд различных типов.

Ленинградский государственный
университет

THEORETICAL LIGHT CURVES OF SUPERNOVAE

V. V. SOBOLEV

The transfer of radiation through envelope of increasing radius and decreasing optical thickness and without radiative equilibrium is considered. It is assumed that energy is injected into the envelope at initial explosion and then according to the given law from the star.

The luminosity of the envelope is determined by the method proposed by the author earlier [1]. Light curves obtained are in general agreement with the observed light curves. The envelope optical thickness at the maximum and the mass of the envelope are estimated. For type I supernovae corresponding values are $\tau_m = 15$ and $M = 0.4 M_\odot$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Астрон. ж., 31, 15, 1954.
2. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1975.
3. И. С. Шкловский, Сверхновые звезды, Наука, М., 1976.
4. Ю. П. Псковский, в сб. «Явления нестационарности и звездная эволюция», гл. 7, Наука, М., 1974.
5. В. С. Ишенина, Д. К. Надежин, Астрон. ж., 41, 829, 1964.
6. E. K. Grasberg, V. S. Imshennik, D. K. Nadezhin, Astrophys. Space Sci., 10, 3, 1971.
7. Д. К. Надежин, В. П. Угробин, Препринт ИПМ.
8. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 49, 913, 1972; 32, 911, 1975.
9. В. А. Амбарцумян, Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, М., 1939.
10. R. P. Kirshner, J. B. Oke, M. V. Penston, L. Seiple, Ap. J., 185, 303, 1973.
11. В. В. Соболев, Астрофизика, 10, 185, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.841.1

О ЧАСТОТЕ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ

Р. Г. МНАЦАКАНЯН, А. В. ОСКАНЯН, М. ЛОВАШ

Поступила 4 апреля 1979

Предлагается новый метод обработки наблюдательного материала службы сверхновых, который позволяет определить среднюю частоту вспышек сверхновых двух типов отдельно. Показано, что средняя частота вспышек сверхновых II типа вдвое больше, чем у сверхновых I типа, а средняя частота вспышек сверхновых в галактиках типа Sc пропорциональна светимости галактики-родительницы.

Введение. Для понимания природы сверхновых звезд существенно знание частоты их вспышек в галактиках. Впервые Цвикки, а затем и другие исследователи организовали систематические поиски (патруль) этих объектов. К настоящему времени на многих обсерваториях накоплен богатый наблюдательный материал по службе сверхновых.

Были сделаны многочисленные попытки определить частоту вспышек сверхновых [1—7]. Однако полученные на основе этих данных значения средней частоты вспышек сверхновых, в зависимости от используемого материала и способа его обработки, точнее, от способа подсчета эффективного времени наблюдения, довольно сильно отличаются друг от друга. Для наглядности в табл. I приведены полученные разными авторами оценки среднего интервала между двумя последовательными вспышками, выраженные в годах.

Последние работы в этой области [3, 7, 8] позволили установить, что частота вспышек зависит как от морфологического типа галактики-родительницы, так и от ее светимости. Повышенной активностью обладают галактики Sb и Sc типов. Активность особенно велика у галактик Sc большой светимости, у которых в ряде случаев зарегистрированы две и более сверхновых [7]. Но до сих пор делались лишь отдельные попытки [3, 9] определить отдельно частоту вспышек для двух типов сверхновых, кото-

рые по своим физическим характеристикам сильно отличаются друг от друга.

Таблица 1

<i>T</i> (лет)	Автор
612	Цвикки [1]
357	Цвикки [2]
105	Псковский [3]
40	Катгерт и Оорт [4]
316	Барбон [5]
92	Розино и Туллио [6]
175	Таммани [7]

В настоящей работе предлагается новый метод обработки наблюдательного материала, который свободен от необходимости вычисления эффективного времени наблюдения, а следовательно, и всех неточностей, связанных с ним, и позволяет определить среднюю частоту вспышек сверхновых I и II типов отдельно.

Частота вспышек сверхновых. Для упрощения решения задачи сделаем следующие допущения:

1) Вспышки сверхновых в любой галактике распределены во времени по закону Пуассона.

2) Средняя частота вспышек каждого типа сверхновых пропорциональна приблизительно абсолютной яркости галактики и не зависит от ее морфологического типа. Следовательно

$$\nu = \nu_0 \cdot 10^{-0.4M_s}, \quad (1)$$

где ν_0 — средняя частота вспышек сверхновых в гипотетической галактике с $M_s = 0$. В тех случаях, когда рассматривается частота вспышек в галактиках определенного морфологического типа (например, Sc), надо допускать независимость ν_0 от подтипа.

3) Светимость всех сверхновых данного типа в максимуме блеска одинакова, а убывание блеска у них происходит по одному и тому же закону.

4) Каждые два последовательных наблюдения данной площадки неба отличаются во времени по меньшей мере настолько, что вероятность обна-

ружения на втором снимке сверхновой, уже имеющейся на первом снимке, мала по сравнению с единицей. Это предположение является как бы требованием, обуславливающим взаимную независимость результатов каждых двух наблюдений. Конечно, это условие на практике часто не выполняется. Однако ему можно удовлетворить путем исключения некоторой части снимков.

Допустим, что в галактике с модулем расстояния Δ , находящейся на галактической широте b_1 и имеющей абсолютную интегральную яркость M_g , вспыхнула сверхновая. Убывая, ее абсолютная яркость M_{max} через некоторое время τ станет равной $M_0 = m_0 - 0.25 \cos ec b_1 - \Delta$, где m_0 — видимая величина самой слабой сверхновой, которая еще может быть обнаружена на снимках данного инструмента.

Промежуток времени τ , за который блеск сверхновой уменьшится от M_{max} до M_0 , назовем периодом наблюдаемости сверхновой. Период наблюдаемости является функцией модуля расстояния Δ .

$$\tau = \tau(M_0 - \bar{M}_{max}) = \tau(m_0 - 0.25 \cos ec b_1 - \Delta - \bar{M}_{max}). \quad (2)$$

До тех пор, пока абсолютная яркость сверхновой находится в интервале $M_g > M > M_{max}$, любое наблюдение позволит зарегистрировать эту вспышку.

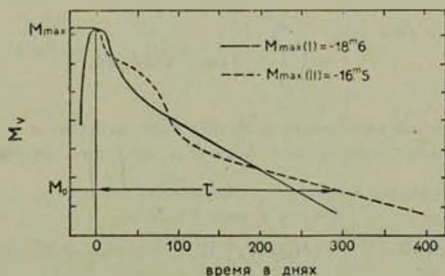


Рис. 1. Усредненные кривые блеска сверхновых I и II типов [13]. Каждому делению оси ординат соответствует 1^m .

Если сверхновые в этой галактике вспыхивают со средней частотой γ , то математическое ожидание количества наблюдаемых сверхновых в момент одного наблюдения будет пропорционально этой частоте и периоду наблюдаемости τ :

$$p = \gamma \cdot \tau.$$

Подставим значения γ из (1) и τ из (2):

$$p = \gamma_0 \cdot 10^{-0.4 M_{\varphi}} (m_0 - 0.25 \operatorname{cosec} b_1 - \Delta - \bar{M}_{\max}). \quad (3)$$

Каждая фотографическая пластинка, покрывающая площадь s_i на галактической широте b_i , позволяет во время одного наблюдения следить не за одной, а за некоторым числом галактик.

Примем, что галактики распределены в пространстве равномерно. Тогда число галактик, имеющих яркость в интервале $m_x, m_x + dm_x$ и модули расстояния $\Delta, \Delta + d\Delta$, на единицу площади, выразится известной формулой [10]:

$$A(m_x, \Delta) dm_x d\Delta = c \cdot 10^{0.6 m_x} \cdot \vartheta_{m_x}(\Delta) dm_x d\Delta, \quad (4)$$

где $\vartheta_{m_x}(\Delta)$ есть функция распределения галактик в единичном интервале яркостей $m_x, m_x + 1$, по модулю расстояния Δ . Очевидно, что при фиксированном m_x функция $\vartheta_{m_x}(\Delta)$ зависит только от M_x :

$$\vartheta_{m_x}(\Delta) = \psi(M_x). \quad (5)$$

Математическое ожидание сверхновой за одно наблюдение площадки s_i тогда будет

$$P_i = s_i \int_{\Delta=0}^{\Delta_i} \int_{m_x=0}^{m_x} p_i A(m_x, \Delta) dm_x d\Delta. \quad (6)$$

Подставив значения вероятности p из (3) и числа галактик из (4), а также произведя замену переменной Δ на M_x , получим следующее выражение:

$$P_i = s_i \gamma_0 c \int_{\bar{M}_1}^{M_1} 10^{-0.4 M_x} \varphi(M_x) dM_x \int_0^{m_x} 10^{0.6 m_x} \varphi(m_0 - 0.25 \operatorname{cosec} b_1 - m_x + M_x - \bar{M}_{\max}) dm_x, \quad (7)$$

где верхний предел интегрирования по m_x определяется из условия, что функция φ отлична от нуля для положительных значений ее аргумента

$$m_x < m_0 - 0.25 \operatorname{cosec} b_1 + M_x - \bar{M}_{\max}.$$

С другой стороны, ту же величину можно оценить и из наблюдений. Пусть в площадке s_i за n_i независимых наблюдений было обнаружено N_i

сверхновых. Поэтому за одно наблюдение следует ожидать N_i/n_i сверхновых. При увеличении числа наблюдений n_i математическое ожидание N_i/n_i , вычисленное из наблюдений, стремится к математическому ожиданию P_i , определяемому формулой (7).

Сумма выражения (7) по всем k патрулируемым областям даст нам математическое ожидание сверхновых, для случая, когда все области нашей программы пронаблюдены по одному разу. Чтобы получить ожидаемое число сверхновых в одной галактике за одно наблюдение, следует разделить эту сумму на общее число галактик. Однако число галактик, охваченных данной программой, существенно отличается от среднего числа галактик, теоретически приходящихся на ту же площадь по закону равномерного распределения галактик в пространстве. Чем ярче галактики, тем больше это расхождение.

Поэтому для определения среднего числа ожидаемых сверхновых в одной случайно выбранной галактике из числа охваченных всей программой галактик, следует сумму левой части выражения (7) разделить на n_g (набл.) — число галактик до определенной видимой величины, наблюдавшихся в данной программе (подсчитываются по картам отождествления [11, 14]), а правую часть — на n_g (теор.) — теоретически подсчитанное число галактик, приходящихся на ту же площадь

$$\frac{\sum_{i=1}^k \frac{N_i}{n_i}}{n_g (\text{набл.})} = \frac{c \sum_{i=1}^k s_i}{n_g (\text{теор.})} \int_{M_1}^{M_2} 10^{-0.4 M_g} \varphi(M_g) dM_g \times$$

$$\times \int_0^{m_g} 10^{0.6 m_g} \varphi(m_g - 0.25 \cos \epsilon b_i - m_g + M_g - \bar{M}_{\max}) dm_g, \quad (8)$$

откуда находим искомую среднюю частоту вспышек сверхновых γ_0 в гипотетической галактике нулевой абсолютной яркости:

$$\gamma_0 = \frac{n_g (\text{теор.})}{n_g (\text{набл.})} \frac{\sum_{i=1}^k \frac{N_i}{n_i}}{Q} \text{лет}^{-1}, \quad (9)$$

где

$$Q = c \sum_{i=1}^k s_i \int_{M_1}^{M_2} 10^{-0.4 M_g} \varphi(M_g) dM_g \int_0^{m_g} 10^{0.6 m_g} \varphi(m_g - 0.25 \cos \epsilon b_i -$$

$$- m_g + M_g - \bar{M}_{\max}) dm_g.$$

Сверхновые по своим особенностям и характеру убывания блеска делятся на два типа. Поэтому подынтегральные функции и другие величины, входящие в выражение (9), следует строить и подсчитывать отдельно для двух типов сверхновых.

Функции $\varphi_1(M_s)$ и $\varphi_2(M_s)$ — распределения галактик по абсолютным яркостям в единичном интервале видимых величин — нами были построены на основе данных об абсолютных величинах галактик, видимый интегральный блеск которых заключен между $11^m - 12^m$ [12].

Функции $\varphi_1(M_0 - \bar{M}_{\max}(I))$ и $\varphi_2(M_0 - \bar{M}_{\max}(II))$ были построены по усредненному кривым блеска, взятым из работы [13].

Подставляя результаты численного интегрирования интегралов и значения постоянных [14] в выражение (9) (постоянная Хаббла принята равной 100 км/с Мпс), для средней частоты вспышек сверхновых I и II типов получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} \nu_0(I) &= \frac{n_s(\text{теор.})}{n_s(\text{набл.})} \frac{10^{7.33}}{10^{0.6m}} \frac{\sum_{i=1}^k \frac{N_i}{n_i} (I)}{\sum_{i=1}^k s_i \cdot 10^{-0.15 \cos \alpha_i \delta_i}} \text{лет}^{-1}, \\ \nu_0(II) &= \frac{n_s(\text{теор.})}{n_s(\text{набл.})} \frac{10^{4.82}}{10^{0.7m}} \frac{\sum_{i=1}^k \frac{N_i}{n_i} (II)}{\sum_{i=1}^k s_i \cdot 10^{-0.15 \cos \alpha_i \delta_i}} \text{лет}^{-1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Входящие в выражение (10) величины n_i представляют собой числа независимых наблюдений. При этом независимыми считаются два последовательных наблюдения, если промежутки времени между ними t больше среднего периода наблюдаемости сверхновых $\bar{\tau}$ [14].

Для определения числовых значений частоты вспышек нами был использован наблюдательный материал, полученный в период с января 1964 г. по апрель 1973 г. на телескопе системы Шмидта Будапештской обсерватории. За этот период было получено 3100 снимков 125 областей неба, покрывающих вместе площадь в 1830 кв. градусов. Основная часть снимков получена на пластинках Kodak 103aO без фильтра с экспозицией 15 минут. Предельная звездная величина равна 20^m .

На основе этого материала было обнаружено 13 сверхновых, из коих в окончательных подсчетах были использованы только 3 самые яркие сверхновые, сведения о которых приведены в табл. 2. При вычислении чисел последнего столбца этой таблицы использовались численные значения τ , полученные во второй части настоящей работы [14].

Таблица 2

№	СН	Тип СН	m	n_j
1	1967 _e	I	12 ^m .7	26
2	1968 _f	I	13.5	11
3	1970 _g	II	11.0	35

Это обусловлено тем, что уверенные данные можно получить лишь при использовании ярких сверхновых, для которых $m < 14$ [14].

Подставляя в выражение (10) все величины, подсчитанные для случая $m_0 = 14.0$, находим числовые значения ν_0 (I) и ν_0 (II):

$$\nu_0(I) = 1.8 \cdot 10^{-10} \text{ лет}^{-1},$$

$$\nu_0(II) = 3.6 \cdot 10^{-10} \text{ лет}^{-1}.$$

Следовательно, частота вспышек сверхновых II типа вдвое больше частоты вспышек сверхновых I типа.

Подставив значения $\nu_0(I)$ и $\nu_0(II)$ в формулу (1), окончательно находим зависимость частоты вспышек сверхновых от яркости галактики-родительницы:

$$\nu(I) = 1.8 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{-0.4M_g} \text{ лет}^{-1},$$

$$\nu(II) = 3.6 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{-0.4M_g} \text{ лет}^{-1}.$$

В табл. 3 приведены значения средних промежутков времени между двумя вспышками сверхновых $T = 1/\nu$ в годах для галактик различной абсолютной яркости.

Таблица 3

M_g	-15 ^m	-16 ^m	-17 ^m	-18 ^m	-19 ^m	-20 ^m	-21 ^m	-22 ^m
$T(I)$	5600	2200	880	350	140	55	20	10
$T(II)$	2800	1100	440	180	70	30	10	5

Обсуждение результатов. Полученные нами значения средних частот вспышек сверхновых для самых ярких галактик неплохо согласуются с данными Катгерта и Оорта [4] и Тамманна [7].

Однако вычисленные по ним математические ожидания сверхновых в ближайших галактиках M31, M33, NGC 6822, в нашей Галактике и других членах Местной группы, а также в ярчайших галактиках типа Sc, за кото-

рыми ведутся систематические наблюдения на Паломарской обсерватории [14—16], оказываются завышенным.

С другой стороны, ожидаемые числа сверхновых в ярчайших галактиках Sc I, видимых анфас [7], в которых наблюдались 2 и более сверхновых, в среднем, оказались вдвое меньше наблюдаемого числа сверхновых [14].

То, что в одном случае ожидаемые числа сверхновых получаются больше наблюдаемых, а в другом — меньше, позволяет надеяться, что полученные нами средние частоты вспыхек, хотя и определены с большими относительными ошибками, не очень отличаются от истинных средних значений частоты вспыхек.

Если же рассмотреть группу близких ($\Delta = 31.0$) галактик типа Sc, для которых ван ден Бергом были определены классы светимостей [17], то картина изменится. В табл. 4 приводятся данные об этих галактиках: средние абсолютные яркости галактик данного подкласса, число галактик в каждом подклассе и соответствующее ему эквивалентное число, показывающее, скольким галактикам с яркостью $M = 20^m$ равна суммарная светимость данного подкласса, число сверхновых, наблюдаемых в этих галактиках за 25 лет (с 1946 г. по 1970 г. [18]), и число сверхновых, ожидаемых в них за тот же период, средние числа сверхновых, вспыхнувших в одной галактике, и отношение числа наблюдаемых к числу ожидаемых сверхновых.

Таблица 4

Тип	M_d	N_d	$N_g(20)$	$CH_{набл.}$	$CH_{ожд.}$	$\frac{CH_{набл.}}{N_d}$	$\frac{CH_{ожд.}}{N_g(20)}$	$\frac{CH_{набл.}}{CH_{ожд.}}$
Sc I	$-20^m.4$	15	22	11	29	0.73	0.50	0.37
Sc I—II	-19.6	5	3	2	4	0.40	0.70	0.52
Sc II	-19.4	24	14	4	18	0.17	0.28	0.21
Sc II—III	-19.0	11	4	2	5	0.18	0.50	0.37
Sc III	-18.5	26	6	3	8	0.12	0.50	0.37
Sc III—IV	-18.3	7	2	3	3	0.43	1.50	1.11
Sc IV, S.IV	-17.4	24	2	2	3	0.08	1.00	0.74
Всего		112	53	28	70			
Среднее						0.24	0.51	0.39

Как видно из этой таблицы, наблюдаемые и ожидаемые числа сверхновых для этих классов неплохо согласуются. Удельная средняя частота вспыхек сверхновых (8 столбец) не зависит от класса светимости. Это позволяет думать, что сделанное в начале работы допущение о пропорциональности частоты вспыхек сверхновых абсолютной яркости галактики-родительницы в случае галактик типа Sc близко к действительности.

Предложенный метод позволяет определить средние частоты вспышек сверхновых как в галактиках любого морфологического типа [14], так и для двух типов сверхновых раздельно.

Для уточнения абсолютного значения средней частоты вспышек сверхновых требуется сделать пересчет с более полной статистикой (например, наблюдения сверхновых на Паломарской обсерватории, где за период с 1959 г. по 1975 г. было открыто 187 сверхновых [19]).

Авторы выражают благодарность дирекции Будапештской астрономической обсерватории за предоставленную им возможность использовать наблюдательный материал службы сверхновых, полученный, большей частью, одним из авторов (М. А.), проф. А. В. Мирзояну и М. А. Минасянцянц за ценные дискуссии, а Н. С. Варданян за помощь в вычислениях.

Авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за помощь в постановке задачи и ценные советы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Будапештская обсерватория им. Конколи
Венгерской АН

ON THE FREQUENCY OF SUPERNOVAE

R. G. MNATSAKIAN, A. V. OSKANIAN, M. LOVASH

A new method of processing the observational data of the service of supernovae is suggested. It permits to find the mean frequency for two types of supernovae separately.

It was shown that the supernovae II are two times more frequent than the supernovae I and the mean frequency of supernovae in Sc galaxies is proportional to the luminosity of the parent galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Zwicky, *Ap. J.*, 88, 529, 1939.
2. F. Zwicky, *Ap. J.*, 96, 28, 1942.
3. Ю. П. Псковский, *Астрон. ж.*, 38, 656, 1961.
4. P. Katgerl, *J. H. Oort Bull. Ast. Inst. Netherland*, 19, 239, 1967.
5. R. Barbon, *A. J.*, 73, 1016, 1968.
6. L. Rosino, G. D. Tullio, *Supernovae and Supernova Remnants*, Dordrecht-Holland/Boston-USA, 1974, p. 19.
7. G. A. Tammann, *Supernovae and Supernova Remnants*, Dordrecht-Holland Boston-USA, 1974, p. 155.
8. J. Maza, S. van den Bergh, *Ap. J.*, 204, 519, 1976.

9. W. Baade, Carnegie Inst. Washington Year Book, 40, 23, 1941.
10. П. Г. Куликовский, Звездная астрономия, Наука, М., 1978, стр. 113.
11. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, I—VI, 1961—1966.
12. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, RCBG, Texas, 1964.
13. G. A. Tammann, ESO Scientific Preprint, 4, 1977.
14. Р. Г. Мнацаканян, А. В. Осканян, М. Ловаш, Сообщ. Бюраканской обс. (в печати).
15. C. T. Kowal, W. L. W. Sargent, J. Huchra, P.A.S.P., 87, 401, 1975.
16. R. Barbon, F. Ciatti, L. Rosino, Astron. Astrophys., 25, 241, 1973.
17. S. van den Bergh, Pub. D. D. O., 11, 6, 1960.
18. C. T. Kowal, W. L. W. Sargent, A. J., 76, 756, 1971.
19. C. T. Kowal, J. Huchra, W. L. W. Sargent, P.A.S.P., 88, 521, 1976.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.802

СИНХРОННЫЕ UVV-НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫШЕК UV КИТА. I

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

Поступила 25 апреля 1979

Представлены результаты синхронных UVV-наблюдений вспышек UV Кита на трех телескопах одновременно, выполненных в августе 1978 г., на базе Майданакской экспедиции Ташкентского астрономического института. Точность синхронизации наблюдений составляла 0.001 с. Излучение звезды записывалось через каждые 2 с. За 28 часов эффективного времени наблюдений было зарегистрировано 16 вспышек, 7 из них во всех трех областях. Приведены кривые блеска зарегистрированных вспышек (рис. 1—4), а также основные параметры этих вспышек: время возгорания, общая продолжительность, амплитуды ΔU , ΔB и ΔV и показатели цвета вспышечного излучения $U-V$ и $B-V$ (табл. 1—3).

С целью изучения структуры кривых блеска звездных вспышек и изменений их собственных цветов во время возгорания и угасания вспышки у вспыхивающих звезд, нами были начаты синхронные наблюдения в нескольких областях спектра прототипа вспыхивающих звезд UV Кита, обладающей высокой вспышечной активностью. Настоящая статья посвящена результатам первых наблюдений этой звезды.

Наблюдения проводились одновременно на трех телескопах на базе высокогорной Майданакской экспедиции Ташкентского астрономического института Академии наук Узбекской ССР, с 1 по 14 августа 1978 г.

В лучах U и B наблюдения были выполнены на 60-см цейссовских телескопах, а в лучах V — на 48-см телескопе АЗТ-14. Эффективное время наблюдений составляет 28 часов. За это время зарегистрировано 16 вспышек (12—в U-лучах, 12—в B-лучах и 12—в V-лучах), причем 7 из них были зарегистрированы во всех трех U, B, V областях спектра.

В качестве звезды сравнения использовалась звезда, находящаяся в $\sim 7'$ от UV Кита (звезда — «d» [1]). Для обеспечения синхронности

наблюдений были использованы три комплекта аппаратуры, работающих синхронно с точностью до 0.001 с. Экспозиция каждого измерения составляла 1.6 с и интервал между экспозициями 0.4 с, соответственно. Методика наблюдений и использованные приемники кратко описаны в работе Н. Н. Киячкова и В. С. Шевченко [2]. В табл. 1 представлены данные этих наблюдений.

Таблица 1
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ UVV-НАБЛЮДЕНИЯ UV КИТА

Дата (август, 1978)	Время патрулиро- вания (UT)	Количество зарегистрированных вспышек
1	21 ^h 00 ^m —22 ^h 40 ^m	0
2	21 00 —22 30	2
3	21 00 —22 30	0
4	21 00 —23 10	5
5	21 00 —23 30	1
6	21 00 —23 00	0
7	21 00 —23 20	3
8	21 15 —23 00	0
9	20 50 —23 00	2
10	21 00 —22 30	1
11	21 05 —23 05	0
12	21 00 —23 30	1
13	21 00 —23 30	1
14	21 00 —23 00	0

Среднеквадратичные ошибки определения блеска звезды в минимуме блеска в полосах U, B, V соответственно равны:

$$\sigma_U = \pm 0^m25, \quad \sigma_B = \pm 0^m07, \quad \sigma_V = \pm 0^m04.$$

Синхронные наблюдения в нескольких областях спектра с помощью разных телескопов точно соответствуют одному и тому же моменту времени. Поэтому они позволяют сопоставить реальные изменения цветов излучения звезды по мере развития вспышки. С другой стороны, эти наблюдения могут быть использованы для взаимного контроля данных, полученных в разных областях спектра.

Данные о всех зарегистрированных во время первых наблюдений вспышках представлены в табл. 2, где в соответствующих столбцах приведены: порядковый номер, дата вспышки, начало по UT, время возгорания, полная продолжительность и амплитуды вспышек в звездных величинах. Эти данные показывают, что амплитуды вспышек, как и следовало

ожидать, резко возрастают в сторону коротких волн, а самые слабые из зарегистрированных нами вспышек в цвете U имеют амплитуду, равную около 10^{-5} (вспышки № 1 и 2). Меньшие изменения блеска нами не были приняты за отдельные вспышки.

Рассмотрение амплитуд в разных областях спектра свидетельствует также о том, что отношение амплитуд в разных лучах меняется в широких пределах. Например, значение отношения $\Delta U/\Delta V$ меняется в интервале от 1.5 до 4, а отношение $\Delta B/\Delta V$ — от 1.3 до 9.5.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ВСПЫШЕК UV КИТА

№	Дата вспышки (август, 1978)	Начало вспышки	Время возгорания (с)	Полная продолжительность (с)	ΔU	ΔB	ΔV
1	2	22 ^h 12 ^m 30 ^s	12	20	1.53	0.39	0.10
2	2	12 56	4	16	1.42	0.36	0.06
3	4	21 39 20	6	20	2.62	0.95	0.39
4	4	43 15	22	110	2.70	—	0.20
5	4	46 50	8	21	1.80	—	—
6	4	22 41 08	4	26	1.90	—	—
7	4	43 10	8	50	2.14	0.58	0.17
8	5	23 13 40	6	20	3.50	—	0.40
9	7	21 22 22	8	60	—	1.50	0.25
10	7	22 25 50	18	<180	—	1.40	—
11	7	28 50	>20	>50	—	1.10	—
12	9	20 54 30	40	>110	3.72	1.93	0.56
13	9	56 50	102	3700	6.50	>4.30	3.20
14	10	22 13 36	78	440	—	2.60	0.70
15	12	23 13 50	10	280	3.55	2.02	0.44
16	13	21 28 45	30	150	2.92	1.63	0.37

На рис. 1—4 приводятся кривые блеска для всех зарегистрированных вспышек, где по оси абсцисс отложено мировое время UT, а по оси ординат $(I_f + I_0)/I_0$, где I_f — интенсивность вспышечного излучения, а I_0 — нормального излучения звезды. Как видно из этих рисунков, кривые блеска зарегистрированных вспышек сильно отличаются. У них различны не только формы, но и времена возгорания и полные продолжительности (табл. 2).

Данные, приведенные в табл. 2, свидетельствуют, что как времена возгорания, так и полные продолжительности зарегистрированных вспышек изменяются в больших пределах.

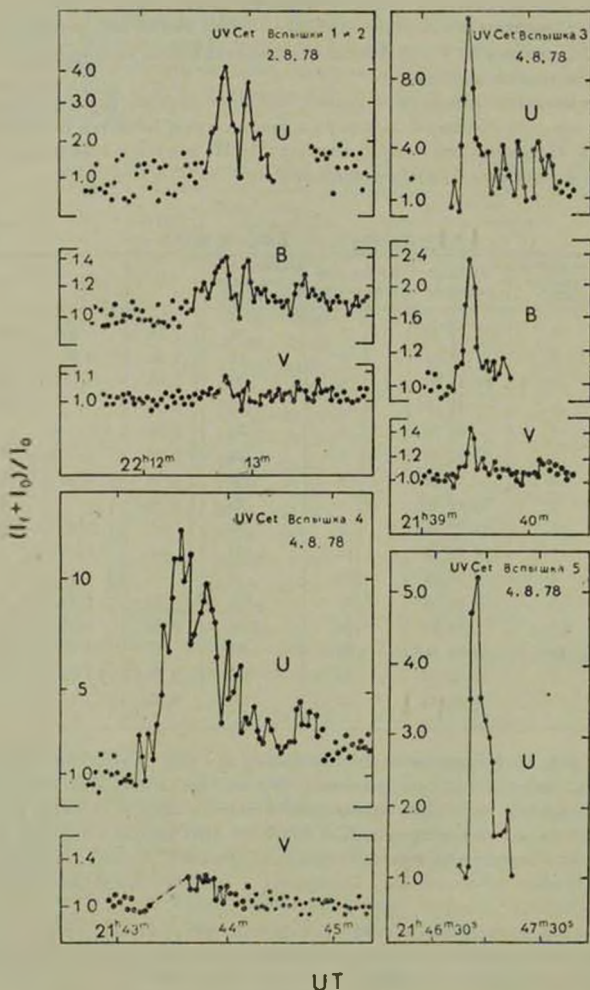


Рис. 1. Кривые блеска вспышек UV Кита 1—5.

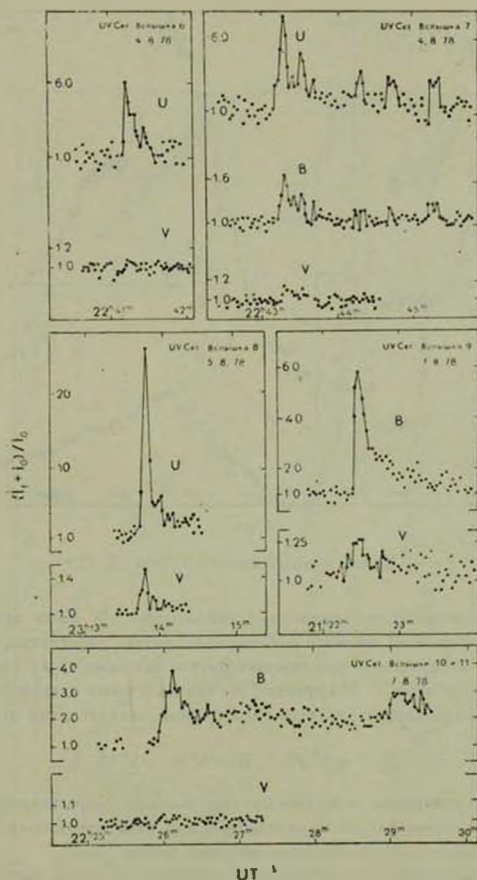


Рис. 2. Кривые блеска вспышек UV Кита 6—11.

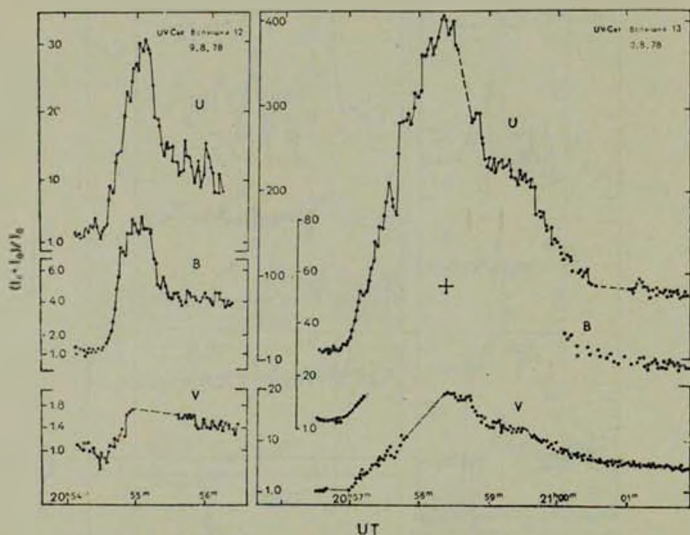


Рис. 3. Кривые блеска вспышек UV Кита 12, 13.

Представленные выше синхронные наблюдения UV Кита дают определенное представление также о собственных цветах зарегистрированных вспышек. При определении собственных цветов вспышек было принято, в соответствии с работой Т. Моффетта [3], что излучение звезды UV Кита в минимуме блеска характеризуется следующими показателями цвета:

$$U - B = +1^m39, \quad B - V = +1^m85.$$

В табл. 3 приведены собственные цвета всех зарегистрированных вспышек в максимуме блеска, определенные при этом допущении. Все они находятся в пределах результатов известных работ [3, 4].

Результаты синхронных наблюдений вспышек UV Кита представляют определенный интерес с точки зрения хорошего разрешения во времени кривых блеска вспышек, полученных синхронно в различных областях спектра. Вместе с тем они позволяют следить за ходом изменения собственных цветов «вспышечного» излучения в разные периоды вспышек.

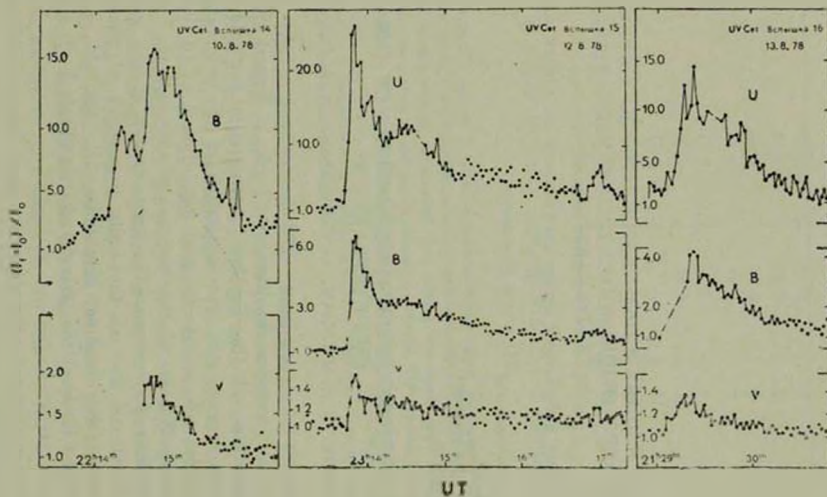


Рис. 4. Кривые блеска вспышек UV Кита 14—16.

Таблица 3

СОБСТВЕННЫЕ ЦВЕТА ВСПЫШЕК
UV КИТА В МАКСИМУМЕ БЛЕСКА

№	U-B	B-V
1	-0 ^m .72	+0 ^m .30
2	-0.70	-0.13
3	-0.75	+0.62
7	-0.95	0.35
9	—	-0.75
12	-0.55	-2.26
14	—	-0.75
15	-0.27	-0.70
16	-0.09	-0.42

Анализ этих наблюдений будет опубликован во второй части этой работы.

Ташкентский астрономический
институт
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SYNCHRONOUS UBV-OBSERVATIONS OF THE UV CETI FLARES. I

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

The results of synchronous UBV-observations of the UV Ceti flares with three telescopes simultaneously made in August 1978 in the Maydanak expedition of the Tashkent Astronomical Institute are presented. The accuracy of the synchronisation of the observations was 0.001s. The light was registered with resolution 2 s. 16 flares were registered during 28 hours of effective time of observations, 7 of which in all three regions of spectrum. The light curves of the registered flares (Fig. 1-4), as well as the basic parameters of these flares: increasing time, total duration, amplitudes ΔU , ΔB , ΔV and colour indices U-B and B-V of the „flare“ radiation (Table 1-3) are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Г. Куликовский, Справочник любителя астрономии, М., 1971, стр. 540.
2. Н. Н. Килячков, В. С. Шевченко, Письма АЖ, 2, 494, 1976.
3. T. J. Moffett, Ap. J. Supp. ser., 29, 1, 1974.
4. W. E. Kunkel, Ap. J., 161, 503, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.823.5

К ВОПРОСУ ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ВСПЫШЕК КРАСНЫХ КАРЛИКОВЫХ ЗВЕЗД С ПОМОЩЬЮ ОБРАТНОГО КОМПТОН-ЭФФЕКТА

Г. А. АРУТЮНЯН, Р. А. КРИКОРИАН, А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 18 апреля 1979

Обсуждается вопрос о возможности интерпретации излучения вспышек красных карликовых звезд с помощью обратного комптон-эффекта. С этой целью дается уточнение ранее используемых выражений для закона преобразования частот при элементарном акте рассеяния и дифференциального сечения. Получаемые результаты подчеркивают важность учета направлений при рассмотрении фотон-электронного взаимодействия. Разбор различных физических моделей явления вспышки показывает, что при интерпретации наблюдательных данных механизм обратного комптоновского рассеяния встречается с большими трудностями.

Как известно, в 1954 г. В. А. Амбарцумяном [1] была выдвинута идея о нетепловой природе излучения вспышек звезд типа UV Кита. В качестве одной из вероятных конкретизаций данной идеи приводился, так называемый, обратный комптон-эффект (см., например, [1—3]). В применении к вспышкам указанный механизм сводится к рассеянию тепловых фотонов, выходящих из фотосферы звезды, на релятивистских электронах, сопровождающемуся переходом фотонов в коротковолновую область спектра. Как выяснилось, допущение о том, что рассеяние происходит на электронах не очень высоких энергий (на «быстрых» электронах), позволяет в общих чертах объяснить различные стороны явления вспышек. Тем не менее, намечился круг вопросов, относящихся к задаче о переносе лучистой энергии через среду релятивистских электронов и не получивших должного внимания в первоначальных работах, посвященных теоретической интерпретации спектральных особенностей вспышек. К указанному кругу относится, в частности, вопрос о важности учета направлений при рассмотрении фотон-электронных взаимодействий, на что указывается в

работе [4]. Дело в том, что в зависимости от геометрии фотон-электронного взаимодействия элементарный акт рассеяния может привести также и к увеличению длины волны первоначального фотона. Если же энергия передается фотону, то доля приобретенной энергии в зависимости от случая может меняться в широких пределах. В этом смысле нуждается в уточнении и выражение для дифференциального сечения, характеризующего взаимодействие фотонов с релятивистскими электронами.

Приведенные замечания диктуют необходимость четкого определения пространственного распределения релятивистских электронов и их скоростей при выборе той или иной теоретической модели вспышки. Следует полагать, что при правильной постановке задачи полученные результаты, касающиеся ожидаемых наблюдательных характеристик вспышек, могут существенным образом отличаться от данных, полученных в первых работах в этом направлении. Поэтому вопрос о возможности объяснения излучения вспышек красных карликовых звезд с помощью обратного комптоновского эффекта нуждается в более тщательном исследовании.

В первой части настоящей работы мы займемся выводом основных формул, описывающих характер взаимодействия фотонов с релятивистскими электронами. Вторая часть работы посвящается разбору различных физических моделей явления вспышки, выявлению особенностей полученных теоретических спектров и их сравнению с наблюдательными данными.

1. Основные формулы и обсуждение комптоновского рассеяния. Наше обсуждение мы начнем с обычного эффекта Комптона, состоящего в рассеянии фотона свободным электроном. Без ограничения общности электрон можно считать покоящимся. Тогда, как известно, частоты падающего и рассеянного квантов ν_i и ν_f связаны между собой формулой Комптона:

$$\nu_f = \nu_i \left[1 + \frac{h\nu_i}{mc^2} (1 - \cos \theta') \right]^{-1}, \quad (1)$$

где m — масса покоя электрона; θ' — угол рассеяния в системе отсчета, связанной с электроном (величины, относящиеся к указанной системе, здесь и далее снабжаются штрихами).

Обратимся к случаю релятивистских электронов и выведем формулу, заменяющую соотношение (1) в системе отсчета, связанной с наблюдателем. Обозначим через $\theta_i(\theta_f)$ угол, заключенный между направлением падающего (рассеянного) фотона и направлением движения электронов. Чтобы осуществить переход к системе наблюдателя, воспользуемся формулами, дающими соответственно абберацию света и эффект Доплера

$$\cos \vartheta = \frac{\cos \vartheta' + \beta}{1 + \beta \cos \vartheta'}; \quad v = v' \gamma (1 + \beta \cos \vartheta'), \quad (2)$$

где $\beta = |p|/E$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, p и E суть импульс и энергия электронов.

Прежде чем написать окончательную формулу, остановимся на одном промежуточном результате, полученном Фелтенем и Морисоном [5] и приводимом в работах [2, 3]:

$$v_f = \gamma^2 v_i - \frac{(1 - \beta \cos \vartheta_i)(1 - \beta \cos \vartheta_f)}{1 + \frac{\gamma h v_i}{mc^2} (1 - \beta \cos \vartheta_i)(1 - \cos \vartheta_f)}. \quad (3)$$

Если вместе с авторами цитированных выше работ допустить, что $\gamma h v_i \ll mc^2 \approx 0.5$ МэВ, а также $\cos \vartheta_i \approx 0$, $\cos \vartheta_f \approx 0$, получаем

$$v_f = \gamma^2 v_i. \quad (4)$$

Приведенная формула показывает, что независимо от направлений энергия рассеянного фотона в γ^2 раз превосходит энергию падающего фотона. Именно закон преобразования частот (4) нашел применение в работах [2, 3] при интерпретации излучения вспышек. Там же утверждается, что закон (4) справедлив при лобовой встрече фотона с электроном, а также в случае изотропности излучения, или изотропного распределения электронов по направлениям. К этому утверждению мы вернемся несколько позже, а пока заметим, что формула (3) содержит величины, относящиеся к различным системам отсчета, и не рассчитана на определенного наблюдателя, поэтому применение (3) без ее перевода к одной системе отсчета, а следовательно и формулы (4), лишено физического смысла (см. также [6]).

Для установления закона преобразования частот следует в соотношении (3) завершить переход к системе отсчета, связанной с наблюдателем.

Пользуясь первым из соотношений (2), получаем

$$v_f = v_i \gamma_i \left| \gamma_i + \frac{h v_i}{E} (1 - \cos \vartheta) \right|^{-1}, \quad (5)$$

где $\gamma_i = 1 - \beta \cos \vartheta_i$, а также учтено, что

$$\gamma^2 (1 - \cos \vartheta') \gamma_i \gamma_f = 1 - \cos \vartheta. \quad (6)$$

Во всех случаях, представляющих для нас интерес, $h v_i \ll E \gamma_i$ поэтому окончательно имеем

$$v_f = v_i \gamma_i / \gamma_f. \quad (7)$$

Укажем здесь на некоторые следствия из формулы (7), наглядно иллюстрирующие важность учета направлений при фотон-электронном взаимодействии. В первую очередь следует заметить, что эффект, заключающийся в трансформации энергии рассеивающегося фотона в область больших энергий, имеет место лишь, если $\psi_f < \psi_i$. При $\psi_f = \psi_i$ формула (7) дает $\nu_f = \nu_i$. Отсюда, в частности, можно заключить, что если источник релятивистских электронов локализован вдоль луча зрения на сравнительно большом расстоянии от звезды, то независимо от поля скоростей в образуемом облаке спектральное распределение проходящего излучения не претерпевает никаких изменений. Аналогичная картина наблюдается, когда плоскопараллельный слой освещается извне параллельными лучами, причем направления падения и наблюдения совпадают.

Если выполняется обратное неравенство $\psi_f > \psi_i$, то конечный эффект оказывается отрицательным, иначе говоря, в результате взаимодействия с электронами энергия фотонов уменьшается. Заметим, что при $\psi_i = 0$ и $\psi_f \neq 0$ указанное неравенство выполняется всегда и переработка энергий фотонов сопровождается усилением длинноволновой области спектра. Из сказанного нетрудно увидеть, что релятивистские электроны, удаляющиеся от звезды в радиальных направлениях, на сравнительно больших расстояниях должны вызвать «покраснение» спектра звезды. Даже при относительно небольших расстояниях от звезды указанные электроны в общей сложности приводят к такому же эффекту.

Для рассмотрения случая лобовой встречи в соотношении (7) следует положить $\psi_i = \pi$. Тогда приходим к существенно отличающемуся от (4) результату

$$\nu_f = \nu_i (1 - \beta) / (1 - \beta \cos \psi_f), \quad (8)$$

то есть $\nu_f > \nu_i$ и меняется в широких пределах с изменением ψ_f . В частности, максимальный эффект достигается при $\psi_f = 0$, когда $\nu_f = \nu_i (1 + \beta) / (1 - \beta)$, или поскольку $\beta \sim 1$ и $1 - \beta \sim 1/2\gamma^2$, то $\nu_f \sim 4\gamma^2 \nu_i$. Поэтому, хотя действительно в результате лобовой встречи электронов, движущихся навстречу излучению, выходящему из фотосферы, эффект переработки энергии фотонов в коротковолновую область спектра может стать максимальным, однако это переработанное излучение направлено к звезде ($\psi_f = 0$).

Таким образом, в отличие от формулы (4), предсказывающей усиление коротковолновой области спектра независимо от геометрии фотон-электронного взаимодействия, при истинном законе преобразования частот (7) изменение энергии фотонов в зависимости от направлений может происходить различным образом. Из вида соотношения (7) можно также заключить, что ни при изотропности излучения, ни при изотропном распределении электронов по направлениям, последнее не переходит в формулу (4).

Переходя к выводу выражения для дифференциального сечения в случае обратного комптон-аффекта, обратимся к формуле Клейна—Нишины, которой задается дифференциальное сечение в элемент телесного угла $d\Omega_f$ при обычном комптоновском рассеянии. Если падающее излучение неполяризовано, то имеет место (см., например, [7, 8]):

$$d\sigma' = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{\nu_f^2}{\nu_i^2} \left\{ \frac{\nu_i}{\nu_f} + \frac{\nu_f}{\nu_i} - \sin^2 \theta' \right\} d\Omega_f, \quad (9)$$

где $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона.

Преобразуя $\sin^2 \theta'$, входящее в (9), согласно равенству $\sin^2 \theta' = 2(1 - \cos \theta') = (1 - \cos \theta)^2$ и принимая во внимание соотношения (2), (5), (6), а также $d\Omega_f' = d\Omega_f / \gamma_i^2 \nu_i^2$ для дифференциального сечения в системе отсчета, связанной с наблюдателем, находим [4]:

$$d\sigma = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{\nu_f^2}{\nu_i^2 \gamma_i^2 \nu_i^2} \left\{ \frac{\nu_i \gamma_i}{\nu_f \gamma_f} + \frac{\nu_f \gamma_f}{\nu_i \gamma_i} + \left(\frac{mc^2}{\gamma h \nu_i \gamma_i} - \frac{mc^2}{\gamma h \nu_f \gamma_f} \right)^2 + 2 \left(\frac{mc^2}{\gamma h \nu_i \gamma_i} - \frac{mc^2}{\gamma h \nu_f \gamma_f} \right) \right\} d\Omega_f. \quad (10)$$

Заметим, что выражение для сечения, описываемое формулой (10), рассчитано для количества вступающих во взаимодействие фотонов. Этот факт следует принять во внимание, если дается энергия падающего излучения.

Полученные в настоящем разделе формулы, описывающие элементарный акт рассеяния, ниже будут применяться при рассмотрении моделей вспышки.

2. Разбор различных физических моделей. Обсуждение теоретических моделей, привлекаемых при объяснении излучения вспышек красных карликовых звезд механизмом обратного комптон-аффекта, начнем со случая плоскопараллельного слоя, рассмотренного одним из авторов настоящей статьи в работе [4].

а) Плоскопараллельная среда. В указанной работе принималось, что электроны движутся в направлении, перпендикулярном к границе среды. Рассматривались оба возможных случая, когда электроны удаляются от звезды и когда движение происходит в обратном направлении, причем предполагалось, что излучение падает в некотором телесном угле. Выводы, касающиеся действия такого слоя релятивистских электронов, сводятся к следующему. Если под $F_{\nu_f}^*$ понимать поток теплового излучения, выходящего из фотосферы звезды, а через $F_{\nu_f}^*$ обозначить поток переработанного в

сrede излучения, то для $F_{\gamma_f}^e/F_{\gamma_i}^e$ при значениях параметров $\tau \sim 10^{-1}$, $\gamma^2 = 10$ (последнее значение наиболее часто приписывается „быстрым“ электронам [2, 3]), $i = 3500 \text{ \AA}$, $2500 < T < 5000^\circ$ было получено $14 > F_{\gamma_f}^e/F_{\gamma_i}^e > 3.3 \cdot 10^{-2}$, если электроны удаляются от звезды и $F_{\gamma_f}^e/F_{\gamma_i}^e < 8 \cdot 10^{-2}$ — во втором случае. Как видим, эффект — небольшой, в то время как принятое значение τ при геометрической толщине слоя порядка 10^{10} см приводит к весьма большому значению для концентрации релятивистских электронов ($n_e \sim 10^{14}$).

б) *Электроны, удаляющиеся от звезды в радиальных направлениях.* В предыдущем разделе было установлено, что движение электронов от звезды в радиальных направлениях уже на сравнительно небольших расстояниях вызывает переход энергии фотонов в область более длинных волн, поэтому с точки зрения интерпретации явления вспышек указанная модель не представляет интереса. Данная модель может быть отвергнута, исходя также из других соображений, в частности, из-за больших ионизационных потерь, испытываемых электронами при выходе из фотосферы.

в) *Локальные источники релятивистских электронов.* Прежде чем обратиться к другим физическим моделям, остановимся на одной вспомогательной задаче, представляющей теоретический интерес и проливающей свет на характер воздействия обратного комптоновского рассеяния на спектральное распределение излучения звезды. Рассмотрение этой задачи имеет, скорее, иллюстративное значение и может служить отправным пунктом при обсуждении более реальных физических моделей вспышек.

Возьмем некоторый объем небольших линейных размеров Δl , содержащий моноэнергетические релятивистские электроны с плотностью n_e . Допустим, указанный объем освещается монохроматическим излучением с частотой ν_0 в направлении, составляющем угол θ по отношению к лучу зрения (см. рис. 1). Задача заключается в нахождении рассеянного по направлению на наблюдателя потока излучения $F_{\gamma_f}^e$ в предположении, что поле скоростей в рассматриваемом объеме изотропно. Размеры облака выберем настолько малыми, чтобы можно было ограничиться учетом лишь однократного рассеяния. Заметим, что хотя углы θ_i и θ_f будут различны для различных электронов, однако θ , то есть угол рассеяния, остается фиксированным. Обозначая, в согласии с условием задачи, поток падающего излучения через $I \delta(\nu_i - \nu_0)$ (δ — дельта-функция Дирака), для $F_{\gamma_f}^e$ будем иметь

$$F_{\gamma_f}^e = F n_e \Delta l \oint \gamma_i d\Omega_i \int_0^\infty \frac{d\gamma}{d\Omega_i} \frac{\gamma_i}{\gamma} \delta(\nu_i - \nu_0) \delta\left(\nu_i - \frac{\nu_f \gamma_i}{\gamma_0}\right) d\gamma_i, \quad (11)$$

где $d^2\Omega_f = \sin \psi_f d\varphi d\psi_f$. Отношение v_f/v_i во внутреннем интеграле учитывает тот факт, что дифференциальное сечение рассчитано для числа фотонов. Появление же v_i под знаком первого интеграла в (11) обусловлено тем, что дифференциальное сечение (10) не является релятивистским инвариантом [9].

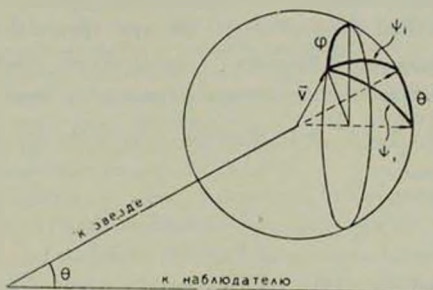


Рис. 1.

Подставляя выражение для $ds/d^2\Omega_f$ из (10) в (11) и производя интегрирование по φ_i , получаем

$$F_{\nu_f}^c = 2F \frac{n_e r_0^2 \Delta l}{\beta^2 \gamma_i^2} \int_0^\pi d\varphi \int_{1-\beta}^{1+\beta} \tilde{v} \left(\nu_f \frac{\nu_f}{\nu_i} - \nu_0 \right) \frac{\nu_i^2}{\nu_f^3} d\epsilon_f \quad (12)$$

Еще одно интегрирование можно произвести, если во внутреннем интеграле в (12) перейти к новой переменной

$$x(\psi_f) = \frac{\nu_f}{\nu_i} = \frac{1 - \beta \cos \psi_f}{1 - \beta (\cos \psi_f \cos \theta + \sin \psi_f \sin \theta \cos \varphi)} \quad (13)$$

Тогда

$$d\epsilon_f = \frac{\nu_i dx}{1 + x T(x)}, \quad (14)$$

где $T(x) = \sin \theta \cos \varphi \operatorname{ctg} \psi_f - \cos \theta$, и как функция от x определяется в неявной форме из (13). Заметим, что $T(x)$ оказывается двузначной функцией от x . Введя для различных ветвей обозначения $T_1(x)$ и $T_2(x)$, после ряда несложных выкладок вместо (12) получаем

$$\bar{F}_{\nu_f}^e = 2F \frac{n_e r_0^2 \Delta l}{\beta_1^2} \left(\frac{\nu_f}{\nu_0} \right)^2 \int_0^\pi \left\{ \frac{\Lambda \left(\frac{\nu_0}{\nu_f}, x_1, x_{\max} \right)}{1 + \frac{\nu_0}{\nu_f} T_1 \left(\frac{\nu_0}{\nu_f} \right)} + \frac{\Lambda \left(\frac{\nu_0}{\nu_f}, x_2, x_{\max} \right)}{1 + \frac{\nu_0}{\nu_f} T_2 \left(\frac{\nu_0}{\nu_f} \right)} \right\} d\varphi, \quad (15)$$

где x_1 и x_2 — суть значения x соответственно при $\varphi_f = 0$ и $\varphi_f = \pi$; $x_{\max}$ — максимальное значение $x(\varphi_f)$. Все три приведенные величины являются функциями от θ . Величина $\bar{F}_{\nu_f}^e$ представляет собой поток переработанного излучения, отнесенный к интервалу безразмерных частот ν_f/ν_0 ($\bar{F}_{\nu_f}^e \frac{d\nu_f}{\nu_0} = F_{\nu_f}^e d\nu_f$). Функция $\Lambda(z, a, b)$ определяется следующим образом:

$$\Lambda(z, a, b) = \begin{cases} 1 & a \leq z \leq b \\ 0 & z < a, \quad z > b \end{cases} \quad (16)$$

Второе слагаемое в (15), как показывают расчеты, пренебрежимо мало по сравнению с первым, поэтому для практических целей достаточно ограничиться одним первым слагаемым. Величина $x_1(\theta) = (1 - \beta)/(1 - \beta \cos \theta)$, входящая в (15), как нетрудно убедиться, характеризует максимальное сокращение длины волны ($x_1 = \lambda_{\max}/\lambda_0$) в зависимости от угла рассеяния θ . Значения $x_1(\theta)$ при $\gamma^2 = 10$ приводятся в табл. 1. Там же даются результаты вычислений, касающиеся величины $p(\theta) = z(\theta)/\sigma_0$, которой можно приписать смысл индикатрисы рассеяния. При этом

$$\sigma(\theta) = \frac{2r_0^2}{\beta_1^2} \int_0^\pi d\varphi \int_{1-\beta}^{1+\beta} \frac{\gamma_0^2}{\gamma_f^3} d\gamma_f, \quad (17)$$

и $\sigma_0 = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin \theta d\theta$ — полное сечение фотон-электронного взаимодействия (при $\gamma^2 = 10$, $\sigma_0 = 3.37 \cdot 10^{-22}$ см²).

Таблица 1

θ	0°	30°	60°	90°	120°	150°	180°
x_1	1.0000	0.2876	0.0976	0.0513	0.0348	0.0282	0.0263
$p(\theta)$	0.0006	0.0020	0.0104	0.0320	0.0663	0.1036	0.1736

Представим теперь, что релятивистские электроны содержатся в объеме, находящемся на некотором расстоянии от звезды, в направлении, составляющем угол θ с лучом зрения. Из приведенных в табл. 1 данных можно заключить, что максимальное «посинение» квантов имеет место при больших значениях угла θ . Так, например, если вспышка по отношению к наблюдателю происходит на обратной стороне звезды, то при $\nu_0 = 10\,000$ А фотонам, испытавшим наибольшее изменение энергии, будет соответствовать $\lambda_f = 263$ А. Вместе с тем мы видим, что независимо от того, где произошла вспышка, наиболее жесткие кванты падают на звезду. Далее, данные, касающиеся индикатрисы рассеяния $p^{(j)}$, показывают, что последняя сильно выгнута по направлению к звезде и тем более сильно, чем больше значение γ (так, например, при $\gamma^2 = 100$ $p^{(j)}/p(0) \sim 10^4$). Это означает, что где бы ни произошла вспышка, максимальный интегральный поток излучения будет направлен к звезде.

Изображенные на рис. 2 кривые, относящиеся к величине $H_{\nu}^* = \bar{F}_{\nu}^*(\theta)/n_{e,2}(\theta) \Delta l$, показывают, что спектральное распределение переработанного излучения обладает максимумом, положение которого не намного отличается от λ_{min} (при $\theta = \pi$ положение максимума совпадает с λ_{min}).

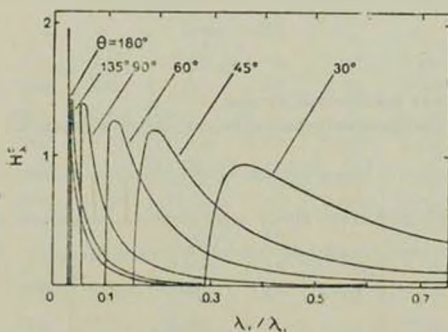


Рис. 2.

Резко выраженные максимумы при больших значениях θ означают, что поток излучения, рассеянного к звезде, почти целиком состоит из жестких квантов. Сопоставление этого факта с вышесказанным дает основание полагать, что воздействие вспышки на звезду велико и, быть может, именно с этой точки зрения рассматриваемый механизм рассеяния на релятивистских электронах представляет интерес. Если же говорить об излучении,

рассеянием по направлению к наблюдателю самим объемом, то очевидно, что наибольший эффект следует ожидать при больших позиционных углах θ . Заметим, что в этом случае воздействию коротковолнового излучения вспышки будет подвергаться противоположная по отношению к наблюдателю сторона звезды.

г) *Планковское распределение.* Предположим теперь, что звезда излучает по закону Планка. Пусть на расстоянии d от звезды радиуса r_* находится облако релятивистских электронов линейных размеров Δl , направление на которое образует угол θ_* по отношению к лучу зрения. Исходя из соображений, приведенных в предыдущем пункте, является целесообразным (для увеличения ожидаемого эффекта) рассмотреть случай, когда $d \gg r_*$, поэтому размерами звезды приближенно можно пренебречь. Тогда для потока излучения, направленного к наблюдателю, будем иметь

$$F_{\nu_f}^* = 4\pi \left(\frac{r_*}{d} \right)^2 \frac{h\nu_f^3}{c^2} \frac{r_0^2 n_* \Delta l}{\beta_1^2 \gamma_1^3} I_{\nu_f}(T), \quad (18)$$

где

$$I_{\nu_f}(T) = \int_0^\pi d\varphi \int_{1-\beta}^{1+\beta} \frac{d\eta_f}{\eta_i \left(e^{\frac{h\nu_f}{kT} \frac{\eta_f}{\eta_i}} - 1 \right)},$$

и T — эффективная температура звезды.

Амплитуда звездной величины вспышки задается формулой

$$\Delta m_{\nu_f} = 2.5 \lg(1 + E_{\nu_f}^c/E_{\nu_f}^*), \quad (19)$$

где $E_{\nu_f}^c$ и $E_{\nu_f}^*$ представляют собой освещенности, создаваемые в точке наблюдения соответственно вспышкой и звездой. Для отношения $E_{\nu_f}^c/E_{\nu_f}^*$ имеем

$$\frac{E_{\nu_f}^c}{E_{\nu_f}^*} = 2 \left(\frac{\Delta l}{d} \right)^2 \frac{r_0^2}{\beta_1^2 \gamma_1^2 z_0} \Delta \tau \left(e^{\frac{h\nu_f}{kT}} - 1 \right) I_{\nu_f}(T), \quad (20)$$

где $\Delta \tau = n_* z_0 \Delta l$ — оптическая толщина облака. Из соотношений (19) и (20) видно, что влияние параметрон $\Delta \tau$ и $\Delta l/d$ (появление последнего обусловлено учетом эффекта дилатации излучения) на значение величины Δm_{ν_f} велико. Расчеты по формуле (19) для различных T и ν_f с

целью увеличения наблюдаемого эффекта выполнены при максимальных в рамках данной модели значениях параметров $\Delta\tau$ и $\Delta l/d$. Значение $\Delta\tau$ выбрано порядка 0.1, при котором, видимо, еще можно ограничиться рассмотрением однократного рассеяния. Однако уже это значение при $\Delta l \sim 10^{10}$ см приводит к $n \sim 10^{11}$ см $^{-1}$, а для общей энергии облака с учетом энергии протонов — к значению $\sim 10^{36}$ эрг (см. также [10]). Уменьшение Δl приводит к увеличению n , и резкому уменьшению фактора дилуции. Результаты расчетов, относящиеся к $\Delta\tau = 0.1$; $\Delta l/d = 0.5$ и $\gamma^2 = 5; 10; 100$, приводятся в табл. 2.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ Δm_λ ПРИ $\gamma^2 = 5$

λ	T	30°	60	90	120	150	180
5500 Å	2500	0 ^m 098	1 ^m 264	2 ^m 173	2 ^m 640	2 ^m 865	2 ^m 932
	3000	0.023	0.262	3.657	6.761	0.873	0.908
4500 Å	2500	0.014	0.139	0.300	0.421	0.489	0.511
	3000	0.005	0.031	0.062	0.086	0.100	0.104
5500 Å	2500	0.004	0.027	0.053	0.073	0.086	0.090
	3000	0.002	0.006	0.014	0.019	0.022	0.022
при $\gamma^2 = 10$							
5500 Å	2500	0.122	0.834	1.268	1.505	1.623	1.659
	3000	0.020	0.119	0.201	0.257	0.287	0.297
4500 Å	2500	0.010	0.057	0.097	0.123	0.138	0.143
	3000	0.003	0.010	0.017	0.021	0.023	0.024
5500 Å	2500	0.002	0.009	0.014	0.018	0.020	0.020
	3000	0.001	0.002	0.003	0.004	0.005	0.005
при $\gamma^2 = 100$							
5500 Å	2500	0.303	0.381	0.409	0.426	0.435	0.437
	3000	0.028	0.036	0.039	0.040	0.041	0.042
4500 Å	2500	0.013	0.016	0.017	0.018	0.018	0.018
	3000	0.002	0.002	0.002	0.003	0.003	0.003
5500 Å	2500	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002
	3000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000

Данные, относящиеся к $\theta = 0^\circ$, в таблице не приводятся, поскольку в соответствии со сказанным в первом разделе, результирующий эффект равен нулю. Мы видим, что хотя значения параметров $\Delta\tau$ и $\Delta l/d$ явно за-

вышены, однако окончательный эффект оказывается незначительным. Сказанное при $\gamma^2 = 5$ и 10 нуждается в пояснении. Дело в том, что хотя амплитуды вспышек при данном наборе значений параметров нельзя считать малыми в U-лучах, однако при переходе к более длинным волнам Δm быстро падает, что, очевидно, связано с наличием весьма резкого максимума в спектральном распределении R_{γ} . Дальнейшее уменьшение энергии электронов, правда, сдвигает положение максимума в область более длинных волн, однако при этом уменьшаются и соответствующие амплитуды (при $\gamma^2 = 1$, $\Delta m = 0$). Заметим, что даже наиболее высокие значения Δm , приведенные в табл. 2 для $\gamma^2 = 5$ и 10, оказываются значительно ниже значений, полученных ранее в работе [3]. Так, например, при $\gamma^2 = 10$, $\Delta t = 0.1$ и $T = 2500$ в указанной работе приводились значения: $\Delta m = 8^{\circ}0$; $4^{\circ}8$; $2^{\circ}5$, соответственно в U, B, V-лучах.

Можно было бы ожидать, что увеличение оптической толщины облака будет способствовать усилению наблюдаемого эффекта, однако на самом деле многократные рассеяния, как легко заключить из рис. 2, приводят к переходу энергии фотонов в область еще более высоких энергий, ослабляя тем самым регистрируемый эффект в U, B, V-лучах. К тому же при больших Δt существенную роль начинает играть механизм тормозного излучения.

Если допустить, что релятивистские электроны образуют оболочку, окружающую звезду, то для Δm при более или менее разумных предположениях относительно геометрической толщины оболочки получаются весьма низкие значения. Таким образом, если применять точные выражения для закона преобразования частот и дифференциального сечения, то, по крайней мере, рассмотренные в настоящей работе модели не приводят к результатам, согласующимся с данными наблюдений.

3. Основные выводы. Применение формулы (4) для преобразования частот является неправомерным, в особенности если последняя привлекается для получения количественных результатов при интерпретации излучения вспышек. При описании элементарного акта рассеяния фотона на релятивистских электронах необходимо воспользоваться точными выражениями для закона перераспределения энергий фотонов и дифференциального сечения (7), (10). Указанные формулы подчеркивают важность учета геометрии фотон-электронного взаимодействия, поэтому при построении той или иной модели вспышки возникает необходимость четкого определения пространственного распределения электронов и их скоростей. В этой связи некоторые модели, выдвинутые ранее для объяснения излучения вспышки, оказываются несостоятельными.

С физической точки зрения более реальным кажется рассмотрение релятивистских электронов, локализованных в сравнительно небольшом объеме пространства. В последнем случае можно ожидать более или менее ощутимо наблюдаемого эффекта лишь при весьма специфических условиях ($\beta \approx 1$) и искусственно завышенных значениях параметров облака. С другой стороны, поскольку локальные источники релятивистских электронов можно считать равномерно распределенными по Ω , то для обеспечения столь часто происходящих вспышек, которые наблюдаются в действительности, потребуются довольно высокие значения средней энергии, выделяемой за единицу времени, — гораздо большие, чем это получалось на основании старых ошибочных расчетов.

Характерно, что эффект «отражения» переработанного излучения, вызываемый вспышкой, может оказать существенное воздействие на саму звезду. Указанное явление представляет несомненный интерес и может служить предметом отдельного исследования.

Авторы благодарят академика В. А. Амбарцумяна за обсуждение полученных результатов. Один из авторов (Р. А. К.) выражает искреннюю признательность директору Бюраканской астрофизической обсерватории за предоставленную возможность работать в этой обсерватории и за гостеприимство.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Лаборатория теоретической
астрофизики,

Институт астрофизики,
Париж, Франция

ON THE INTERPRETATION OF FLARE PHENOMENON ON RED DWARF STARS BY INVERSE COMPTON SCATTERING

H. A. HARUTHYUNIAN, R. A. KRIKORIAN, A. G. NIKOGHOSSIAN

The possibility of interpretation of flare radiation of red dwarf stars using inverse Compton scattering is discussed. For this purpose the refinement of expressions, adopted in early papers for the law of frequency transformation during the scattering process and differential cross-section is given. The results obtained indicate the importance of the geometry of the inverse Compton scattering in the photon-electron interaction. The analysis of various theoretical models describing the flare phenomenon shows that the interpretation of observational data by inverse Compton scattering meets with considerable difficulties.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 2, Ереван, 1960, стр. 189, 242.
2. Г. А. Гурзadyн, Астрофизика, 1, 319, 1965.
3. Г. А. Гурзadyн, Вспыхивающие звезды, Наука, М., 1973.
4. S. Kitchenassamy, R. A. Krikorian, M. N., (in press).
5. J. E. Felten, P. Morrison, Ap. J., 146, 686, 1966.
6. К. Меллер, Теория относительности, Атомиздат, М., 1975.
7. Дж. Мак-Коннел, Квантовая динамика частиц, ИЛ, М., 1962.
8. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1969.
9. S. Kitchenassamy, R. A. Krikorian, C. R. Acad. Sc. Paris, 286 B, 127, 1978.
10. Р. Е. Гершберг, Вспышки красных карликовых звезд, Наука, М., 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 524.5/6.524.3

СИСТЕМА ГАЛАКТИЧЕСКИХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ, ЭВОЛЮЦИЯ ЯДЕР

Г. С. ХРОМОВ

Поступила 15 июня 1978

Пересмотрена 8 января 1979

На основании построенной ранее шкалы расстояний, исследована галактическая система планетарных туманностей. Выявлены значительные эффекты наблюдательной селекции, приводящие к тому, что на больших расстояниях мы наблюдаем все более яркие, молодые и плотные объекты.

Заново оценены массы туманностей, абсолютные звездные величины туманностей и их ядер, ряд других важных физических параметров этих объектов. Оценены пределы эволюционных изменений этих параметров.

Уточнено положение ядер планетарных туманностей на диаграмме Герцшпрунга—Рессела. Обнаружены очень быстрые изменения светимости ядер туманностей после отделения оболочек, напоминающие релаксационный процесс.

Получены новые оценки пространственной плотности планетарных туманностей и их полного числа в Галактике. На основании данных о пространственном распределении и кинематике планетарных туманностей сделан вывод об их принадлежности к весьма уплотненной подсистеме старого галактического населения типа I. Возможно, что дальними предшественниками планетарных туманностей являются звезды главной последовательности типов B8—A5—F.

1. Введение. В предыдущей работе этой серии [1] мы определили расстояния до 197 планетарных туманностей, задавшись предположением о постоянстве и сходстве их светящихся масс. Масштаб шкалы хорошо соответствует статистическому параллаксу туманностей, определенному из независимых кинематических данных. В той же статье были сделаны некоторые предварительные выводы о галактическом распределении планетарных туманностей.

Настоящая работа посвящена дальнейшему исследованию системы галактических планетарных туманностей и включает в себя обсуждение влияния наблюдательной селекции и эволюционных эффектов.

2. *Наблюдательная селекция и полнота выборки.* В работе [1] мы отметили, что наблюдательная селекция искажает полученную картину распределения поверхностной плотности системы галактических планетарных туманностей. Наши выводы об этой системе основаны на изучении некоторой случайной выборки объектов, для которых существуют достаточно полные фотометрические данные и сведения об угловых размерах. Повтому в выборку не вошли многочисленные звездообразные объекты, но не вошли и многие туманности больших угловых размеров и предельно низкой поверхностной яркости из списка [2]. Следовательно, предстоит понять, в какой мере наша выборка может представлять все галактические планетарные туманности.

Первое представление о ее полноте можно составить, исследуя прирост числа объектов с увеличением объема пространства, в котором производится их подсчет. Поскольку планетарные туманности образуют весьма уплощенную галактическую подсистему, подсчет следует производить в пространственных цилиндрах различного радиуса, перпендикулярных галактической плоскости, и с Солнцем в центре симметрии. Пространственная плотность объектов, естественно, считается постоянной.

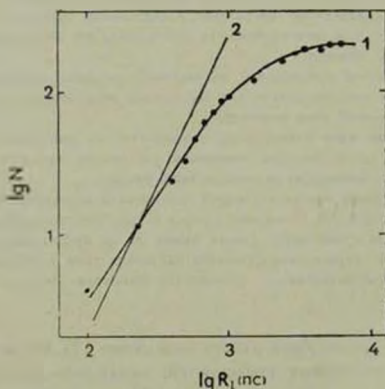


Рис. 1. Прирост числа планетарных туманностей в нашей выборке в зависимости от радиуса R_l цилиндрического объема пространства, в котором производится их подсчет. 1. Эмпирическая зависимость $N \div R_l$. 2. Ожидаемая теоретическая зависимость $N \sim R_l^2$ в предположении о постоянстве пространственной плотности планетарных туманностей.

Результаты такого анализа показаны на рис. 1. Очевидно, что число объектов в нашей выборке систематически ниже ожидаемого на основании

простых геометрических соображений. При радиусе цилиндра всего лишь 0,8 кпс, число планетарных туманностей с определенными нами расстояниями оказывается примерно вдвое меньше ожидаемого.

Для более тонкого исследования влияния наблюдательной селекции целесообразно рассмотреть функцию светимости планетарных туманностей.

Зная расстояния и воспользовавшись собранными в работе [1] данными о плотностях потоков радиоизлучения планетарных туманностей на частоте 6630 МГц, нетрудно рассчитать абсолютные радиосветимости этих объектов по достаточно очевидной формуле:

$$\lg L_{6630} = 41.08 + 2 \lg R_{\text{пс}} + \lg F_{6630}^*, \quad (1)$$

где $[L_{6630}] = \text{эрг/с} \cdot \text{Гц}$, а $[F_{6630}] = \text{Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$. Такой расчет был выполнен для всех 197 объектов с определенными в [1] расстояниями; его результаты для каждого объекта не приводятся здесь ради экономии места.

Определим функцию светимости для планетарных туманностей — $A(\Delta L)$ как число объектов в нашей выборке, радиосветимость которых L находится в интервале ΔL наблюдаемого диапазона ее измерения. Наиболее примечательным свойством функции $A(\Delta L)$ является ее зависимость от расстояния до туманностей. В этом нетрудно убедиться, построив $A(\Delta L)$ для групп туманностей, лежащих на разных расстояниях согласно [1] (см. рис. 2).

Очевидно, что с увеличением расстояния максимум функции светимости планетарных туманностей сдвигается в сторону все больших величин L . Предел этой тенденции демонстрируют объекты в Магеллановых облаках, где, естественно, мы наблюдаем лишь самые яркие туманности. Левые части гистограммы на рис. 2 почти исключительно образованы слабыми протяженными объектами из списка [2].

Появление двух максимумов на рис. 2 объясняется наблюдательной селекцией, вследствие которой многие планетарные туманности малой поверхностной яркости и небольших угловых размеров остаются неизвестными.

Тот факт, что полученные нами светимости планетарных туманностей распределены в довольно широком интервале, имеет четкий эволюционный смысл. Действительно, если считать, что планетарные туманности имеют одинаковые массы и расширяются в окружающее пространство с примерно одинаковыми скоростями, то, как нетрудно показать, их светимости для рекомбинационного или свободно-свободного излучения подчинятся простой зависимости:

$$L \sim n_e \sim R_*^{-3} \sim (V_* t)^{-3}, \quad (2)$$

где n_e — электронная плотность, R_* — линейный радиус туманности, V_* — скорость ее расширения, а t — возраст объекта.

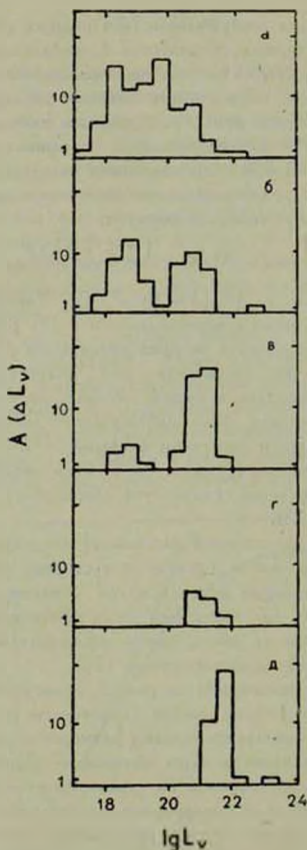


Рис. 2. Ненормированная функция радиосветности планетарных туманностей $A(\Delta L_v)$. Светимость соответствует полному потоку радиоизлучения туманностей на частоте 6630 МГц в $\text{эрг/с} \cdot \text{Гц}$.

а) 83 объекта на расстояниях $0 < R < 1$ кпе.

б) 56 объектов на расстояниях $1 < R < 2$ кпе.

в) 44 объекта на расстояниях $2 < R < 4$ кпе.

г) 13 объектов на расстояниях $R > 4$ кпе.

д) 30 планетарных туманностей в Большом и Малом Магеллановых облаках на расстояниях 52 и 63 кпе соответственно. Фотометрические данные взяты из работы [3].

Имея это в виду, представим функцию светимости планетарных туманностей в несколько ином виде, как это показано на рис. 3. Легко понять, что если бы наша выборка была полна, никакой зависимости между L и R_{nc} не наблюдалось бы. Вполне естественно, что из-за наблюдательной селекции на больших расстояниях мы видим объекты систематически большей светимости, а следовательно, более молодые и плотные. Уменьшение крутизны зависимости на рис. 3 при больших R_{nc} объясняется существованием предельной светимости планетарных туманностей; она достигается при плотностях основной структуры порядка 10^6 — 10^7 см $^{-3}$, характерных для самых молодых объектов этого класса. Примечательно, что этот же предел светимости характерен и для туманностей в Магеллановых облаках, галактике в Печи и М 31.

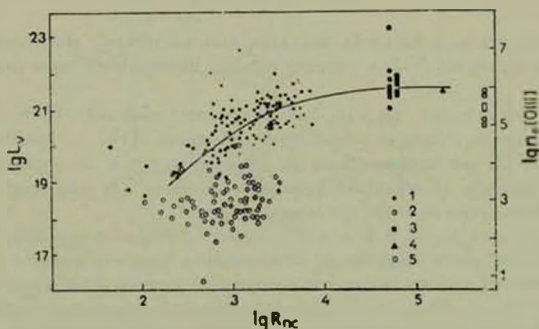


Рис. 3. Зависимость светимости планетарных туманностей от расстояния R_{nc} .

1. Объекты из табл. 3 в работе [1], кроме туманностей низкой поверхностной яркости из списка [2].

2. Объекты низкой поверхностной яркости из списка [2].

3. Планетарные туманности в Магеллановых облаках.

4. Планетарная туманность в галактике в Печи. Радиосветимость рассчитана через поток в линии H_{α} , исправленный за межзвездное поглощение.

5. Планетарные туманности в М 31 по данным [5]. Радиосветимости рассчитаны через поток в линии H_{α} , не исправленный за межзвездное поглощение.

Шкала электронных плотностей основной структуры планетарных туманностей соответствует полученному нами по данным работы [6] приближенному эмпирическому соотношению $\lg n_e([O III]) = -15.5 + \lg L$.

График на рис. 3 может служить для грубой оценки расстояний до удаленных звездообразных планетарных туманностей по известной электронной плотности их основной структуры. Шкала электронных плотностей на рис. 3 введена с помощью полученного нами эмпирического соотношения типа (2). Этот способ оценки расстояний в известном смысле анало-

гичен предложенному Б. А. Воронцовым-Вельяминовым методу построения шкалы расстояний до планетарных туманностей, хотя его обоснование здесь совсем иное.

Исследование функции светимости планетарных туманностей позволяет не только выявить, но и численно оценить влияние наблюдательной селекции. Нетрудно понять, что при постоянном темпе образования планетарных туманностей интегральное число объектов, моложе некоторого возраста t , пропорционально самой величине t . Воспользовавшись соотношением (2), получаем, что число туманностей светимости $L_0 < L$, где L_0 — светимость „новорожденной“ планетарной туманности, — $N(L)$ выражается простой формулой:

$$N(L) = CL^{-1/2}, \quad (3)$$

где C — масштабный параметр, определяемый из условий абсолютной калибровки. Функцию $N(L)$ уместно назвать интегральной функцией светимости.

Для установления пределов эволюционного изменения L и определения параметра C можно использовать функцию $A(\Delta L)$, представленную на рис. 2а как наиболее полную. Эмпирическая и «подогнанная» к ней теоретическая интегральная функция светимости для планетарных туманностей из нашей выборки приведены на рис. 4.

Сопоставляя рис. 3 и 4, можно рассчитать поправки, преобразующие известные нам числа планетарных туманностей в том или ином интервале расстояний от Солнца в истинные, которые наблюдались бы в отсутствие селекции. Так, нетрудно показать, что вместо 86 туманностей с расстояниями $R_{\text{pc}} < 1$ кпс, мы должны были бы иметь 327 объектов, то есть в 3.8 раза больше. Для Магеллановых облаков поправочный коэффициент равен 33.

3. Уточненные значения поверхностной и пространственной плотности системы галактических планетарных туманностей. Поправки за эффект наблюдательной селекции можно использовать для уточнения оценок поверхностной плотности системы галактических планетарных туманностей, полученных в нашей работе [1]. Ниже приведены окончательные величины соответствующих параметров:

Местная поверхностная плотность системы галактических планетарных туманностей $\mu(\text{Loc}) = 1.7 \cdot 10^2 \text{ кпс}^{-2}$,
Поверхностная плотность в области галактического центра $\mu_0 = 3.1 \cdot 10^3 \text{ кпс}^{-2}$.

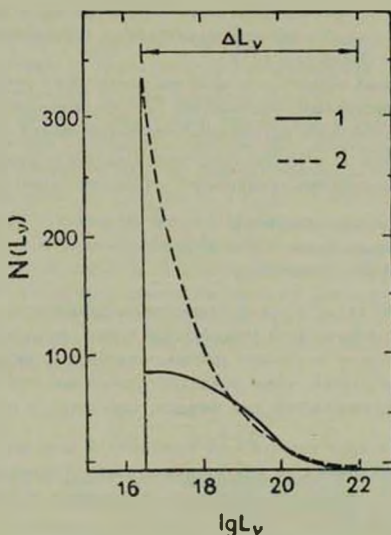


Рис. 4. Интегральная функция радиосветимости для планетарных туманностей — $\Sigma(L_v)$. 1. Эмпирическая функция $N(L_v)$, полученная интегрированием гистограммы на рис. 2а; 2. Прокалиброванная теоретическая функция $N(L_v) = 9.0 \cdot 10^3 L_v^{-1.7}$, ΔL_v характеризует эволюционный интервал светимостей, наблюдающихся у планетарных туманностей. Постулируется, что объекты со светимостями $\lg L_v < 16.6$ arg s-Gu не наблюдаются. „Новорожденные“ планетарные туманности имеют типичную светимость $\lg L_v = 22.0$.

Уточненный закон распределения поверхностной плотности системы галактических планетарных туманностей $\cdot \cdot \cdot \mu(R) = 3.1 \cdot 10^{11} \cdot e^{-R/R_0}$.

Полное число планетарных туманностей в галактике $\cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot N = 1.9 \cdot 10^5$.

Число планетарных туманностей на единицу массы в среднем по Галактике $\bar{k} = \frac{1.9 \cdot 10^5}{1.3 \cdot 10^{11}} = 1.5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}^{-1}$.

Местная пространственная плотность планетарных туманностей $\cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \nu(\text{Loc}) = 4.3 \cdot 10^{-4}$ на 1000 pc^3 .

Оценка местной пространственной плотности получена в предположении, что эффективная толщина системы планетарных туманностей в окрестностях Солнца равна 200 пс (см. [1]).

Очевидно, таким образом, что пока мы знаем лишь очень мелкую долю галактических планетарных туманностей. Тот же вывод справедлив и для планетарных туманностей в других галактиках. Используя выведенное значение коэффициента $\bar{k}$, нетрудно получить следующие оценки вероятного полного числа планетарных туманностей в близких галактиках:

Большое Магелланово облако ($M = 1 \cdot 10^{10} M_{\odot}$) $1.5 \cdot 10^4$.
 Малое Магелланово облако ($M = 2 \cdot 10^9 M_{\odot}$) $3 \cdot 10^3$.
 Галактика M 31 ($M = 3 \cdot 10^{11} M_{\odot}$) $4.5 \cdot 10^5$.

Роль, которую галактические планетарные туманности и их ядра могут играть в пополнении газом межзвездной среды, ее ионизации и балансе вещества и энергии в области центра, подлежит отдельному исследованию. Во всяком случае, наши предварительные представления об этой роли не столь пессимистичны, как выводы, сделанные в работе [7].

4. Светимость ядер планетарных туманностей и ее эволюционные изменения. Зная расстояния до многих планетарных туманностей, мы получаем возможность определить светимость и уточнить положение ядер на диаграмме Герцшпрунга—Рессела.

В работе [8] мы определили «гелиевые» занстровские температуры $T_Z(\text{He II})$ для ядер 61 планетарной туманности и показали, что они наилучшим образом представляют истинные эффективные температуры этих звезд. В той же работе рассчитаны коэффициенты дилуции W для всех ядер с известными $T_Z(\text{He II})$; напомним, что коэффициенты дилуции определяются с той же степенью надежности, как и сами температуры ядер по методу Занстра.

Располагая данными о величинах W , угловых размерах и расстояниях для ряда планетарных туманностей, можно без труда рассчитать радиусы ядер R_* и затем — энергетическую светимость этих звезд по очевидной формуле

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \frac{4\pi R_*^2 \sigma T_Z(\text{He II})^4}{3.83 \cdot 10^{33}}, \quad (4)$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана.

Таким путем мы получили светимости ядер 52 планетарных туманностей из числа тех, для которых в работе [8] были определены температуры $T_Z(\text{He II})$ и коэффициенты W . Эти данные были дополнены оценками светимости ядер еще 26 объектов с известными из [8] «водородными»

звездными температурами $T_Z(H)$. В этом случае для расчета светимости использовалась следующая приближенная процедура.

В соответствии с эмпирическим соотношением между $T_Z(H)$ и $T_Z(He II)$, полученным в [8], принималось, что $T_Z(He II) \approx 2T_Z(H)$. Используя звездные величины ядер туманностей в системе В, исправленные за межзвездное поглощение в работе [8], мы определяли абсолютные энергетические потоки от ядер на границе земной атмосферы с помощью калибровки Джексона [11], относя их к $\lambda_{eff}(B) = 4300 \text{ \AA}$.

Считая ядра туманностей планковскими излучателями с температурой $T = T_Z(He II)$ и зная абсолютный поток этого излучения на единицу частоты на длине волны $4300 \text{ \AA}$, мы рассчитывали полный поток от ядра $F(bol)$, каким он представлялся бы земному наблюдателю в отсутствие поглощающей высокочастотное излучение туманности. Наконец, зная расстояние до туманности R_{nc} , мы рассчитывали относительную светимость ядра по очевидной формуле:

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \frac{4\pi R_{nc}^2 F(bol)}{3.83 \cdot 10^{33}} \quad (5)$$

Этот метод менее надежен, чем описанный ранее, и полученные с его помощью светимости мы будем считать приближенными оценками.

На рис. 5 показано положение ядер 78 планетарных туманностей на диаграмме Герцшпрунга—Рессела по нашим данным. Ядра образуют некоторое подобие линейной последовательности, направленной в область меньших светимостей и больших температур. Учитывая значительный разброс точек, уместнее говорить об области на диаграмме, занимаемой ядрами планетарных туманностей, в пределах которой располагаются их индивидуальные эволюционные треки. Отметим, что светимости и температуры ядер старых планетарных туманностей А 24, 33 и 65 приближаются к величинам, характерным для наиболее горячих белых карликов.

Желая связать изменения в ядрах планетарных туманностей с эволюцией самих газовых оболочек, исследуем соотношение между светимостью ядер и поверхностной яркостью туманностей. Наличие четкой связи между $L/L_{\odot}$ и S_{6430} на рис. 6 не вызывает сомнений: светимость ядра быстро падает с возрастом туманности. Как было показано в нашей работе [8], это падение происходит за счет сжатия ядра, не компенсируемого его небольшим разогревом. Левая часть графика как обычно оказывается размытой, так как там сосредоточены трудные для наблюдений объекты низкой поверхностной яркости.

С помощью соотношения типа (2), задавшись характерной скоростью расширения планетарных туманностей $V_r = 20 \text{ км/с}$, можно перейти от шкалы поверхностных яркостей к шкале времени. Тот же рис. 6 показы-

вает, что падение светимости и радиуса ядер соответственно на 3 и 2 порядка величины происходит за время около 3000 лет. Затем процесс, вероятно, замедляется и приобретает квази-асимптотический характер, типичный для медленного остывания звезды, лишенной источников энергии. Чрезвычайная быстрота уменьшения светимости ядра молодой планетарной туманности более всего напоминает релаксацию звезды после перестройки, связанной с отделением оболочки.

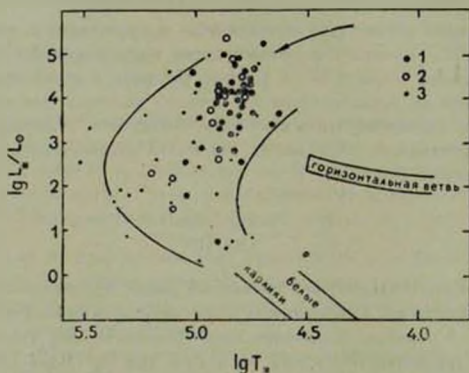


Рис. 5. Диаграмма Герцшпрунга—Рессела для ядер планетарных туманностей.

1. Объекты, светимости которых определены по формуле (4).
2. Объекты, светимости которых определены по формуле (4), но для них в работе [8] имеются лишь неуверенные определения $T_Z(\text{He II})$.
3. Объекты, светимости которых рассчитаны по формуле (5). Стрелкой показано вероятное направление прихода звезд в область ядер планетарных туманностей.

Таким образом через 10—20 тыс. лет после возникновения наблюдаемой планетарной туманности, образуется горячая компактная звезда, по-видимому, лишенная источников ядерной энергии. Не исключено, что в результате дальнейшего сжатия звезды эти источники включатся снова, звезда вновь обратится в красный гигант и сможет вторично пройти стадию сброса массы. Напомним, что как это было показано в [13], среди 295 планетарных туманностей с изученной морфологией есть несколько, начинающих результат повторного сброса оболочки. Для более полных и надежных выводов об эволюции ядер планетарных туманностей необходимы специальные наблюдательные исследования изменений в ядрах вместе с изучением свойств ядер самых старых объектов этого класса.

5. *Абсолютные значения основных физических параметров планетарных туманностей и их ядер.* Знание шкалы расстояний до планетарных туманностей, вместе с рядом эмпирических зависимостей, полученных в этой и предыдущих работах данной серии, позволяет определить абсолютные значения целого ряда физических характеристик туманностей и их ядер. Они сведены нами в табл. 1, которая, однако, требует некоторых пояснений.

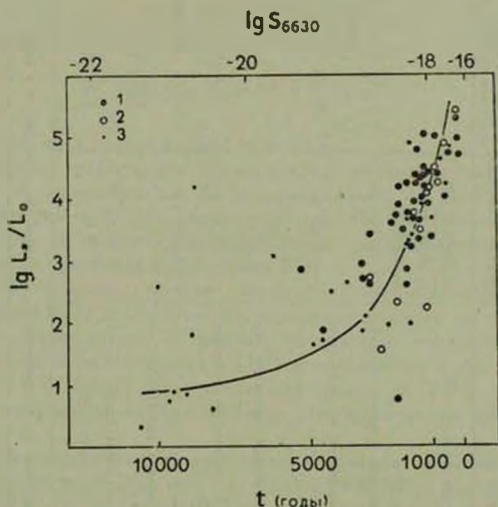


Рис. 6. Светимость ядер и эволюция газовых оболочек планетарных туманностей. Поверхностные радиояркосты туманной на частоте 6630 МГц — в ваттах на $\text{м}^2 \cdot \text{Гц}$, ср. Шкала эволюционного времени t получена в предположении о равномерном радиальном расширении туманностей со скоростью 20 км/с от начального радиуса, равного 0.02 пс, характерного для самых молодых объектов с $\lg S_{\text{нук}} = -16.5$ до радиуса 0.32 пс, которому соответствует предельно низкая поверхностная яркость $\lg S_{\text{нук}} = -22.5$. Прочие обозначения — такие же, как на рис. 5.

Масса водородной компоненты туманности определяется совместно с «коэффициентом заполнения» δ , вводимым простым соотношением $\delta = V_n / V_{\text{сф}}$, где V_n — эффективный объем туманности, а $V_{\text{сф}}$ — объем сферы, описанной вокруг нее. Величины M_n и δ получаются из трех независимых эмпирических соотношений:

Таблица 1

ХАРАКТЕРНЫЕ АБСОЛЮТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ОСНОВНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ И ИХ ЯДЕР

Параметр	Среднее значение	Пределы эволюционных изменений	Примечания
Масса водородной компоненты туманности — M_H	$(0.15 \pm 0.11) M_\odot$		См. текст
Полная масса туманности — M_t	$(0.26 \pm 0.19) M_\odot$		См. текст
Коэффициент заполнения — ζ	0.28 ± 0.02		См. текст
Внешний радиус основной структуры туманности — R_n	$1.40 \cdot 10^{17}$ см	$(0.6 - 10.0) 10^{17}$ см	При расстояниях из [1]
Время изменения радиуса туманности в указанных выше пределах — t	15 000 лет		При скорости радиального расширения $V_r = 20$ км/с
Средняя абсолютная фотографическая величина туманности — $M_n(pg)$	$1^m 8$		См. текст
Электронная плотность основной структуры туманности (в логарифмах) — $\lg n_e$ (см $^{-3}$)	4.5	2.2—6.5	См. [6]
Радиус ядра туманности — R_a	$3 \cdot 10^{10}$ см	$3 \cdot 10^{11} - 10^9$ см	См. текст
Температура ядра по методу Занстра для He II (в логарифмах) — $\lg T_Z(\text{He II})$	4.87	4.75—4.94	См. [8]
Средняя абсолютная звездная величина ядер — $M_*(B)$	$2.29 \pm 2^m 08$		См. текст
Полная энергетическая светимость ядер — $\lg L_*/L_\odot$	3.0	5.25—0.75	См. рис. 5, 6

Примечание: В шкале поверхностных радиярностей S_{5430} самые молодые объекты имеют $\lg S = -16.5$, а самые старые — 22.5. Левые цифры в третьем столбце таблицы относятся к молодым, а правые — к старым туманностям.

$$1) \quad \lg R_{nc} = 0.35 + \lg M = -12.51 + \frac{2}{5} \lg M_H - \\ - \frac{1}{5} \lg \dot{\epsilon} - \lg \tau'' - \frac{1}{5} \lg S_{6630}$$

— соотношения из работы [1], полученного при калибровке шкалы расстояний: здесь M — модуль расстояний для планетарных туманностей.

$$2) \quad \lg n_e = 1.0 - 3 \lg R_e (\text{см}).$$

Это соотношение нетрудно получить с помощью данных из [1] и [6].

$$3) \quad \lg S_{6630} = -26.35 + \frac{5}{3} \lg n_e$$

соотношения, полученного в нашей работе [6].

Считая все планетарные туманности прозрачными объектами одной и той же постоянной массы M_H , нетрудно связать все величины, входящие в зависимости (1—3), выразив их через M_H и $\dot{\epsilon}$. Необходимые для этого данные об элементарном коэффициенте свободно-свободного излучения плазмы брались из нашей работы [10].

Анализ точности показывает, что целесообразно использовать только комбинации (1—3) и (2—3); после осреднения получаем величины M_H и $\dot{\epsilon}$, фигурирующие в табл. 1. Заметим, что простая геометрическая модель туманности, предложенная в [14], дает близкое к полученному значению $\dot{\epsilon} = 0.4$. Полная масса туманности находится из M_H после учета гелиевой компоненты, которая по числу атомов составляет 0.18 от водородной.

Средняя абсолютная звездная величина туманностей вычислена через их среднюю радиосветимость L_e на частоте 6630 МГц, рассчитанную по формуле (1) для 197 объектов в ходе выполнения этой работы. Для преобразования L_e в светимость в водородной линии H_β использовалось простое теоретическое соотношение, полученное с помощью выражения (1) из работы [10] при $T_e = 1.25 \cdot 10^4 \text{K}$:

$$\lg L(H_\beta) = \lg L_e(6630) + 13.39. \quad (6)$$

Здесь $|L_e(6630)| = \text{эрг/с} \cdot \text{Гц}$, $|L(H_\beta)| = \text{эрг/с}$. Переход от $L(H_\beta)$ к видимому потоку $F(H_\beta)$ для постоянного расстояния в 10 пс — очевиден. Окончательное преобразование $F(H_\beta)$ в $M_n(pg)$ производилось по эмпирической формуле перехода, приведенной в [15].

Наконец, средняя абсолютная величина ядер планетарных туманностей в системе В рассчитывалась по известной формуле

$$M_n(B) = B_0 + 5 - 5 \lg R_{n,1} \quad (7)$$

где величины B_c , исправленные за межзвездное поглощение, взяты из табл. 3 в работе [8].

Наша сводка характерных физических параметров планетарных туманностей как галактических объектов была бы неполна без данных, позволяющих уточнить их принадлежность к тому или иному типу галактического населения. Необходимая для этого сводка содержится в табл. 2, составленной по данным обзора [16], этой работы и статей [1, 17].

Таблица 2

ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ И ДРУГИЕ РАЗНОВИДНОСТИ
ГАЛАКТИЧЕСКОГО НАСЕЛЕНИЯ

Объекты	ρ (loc) $M_{\odot} 1000 \text{ пс}^3$	$Z_{0.1}$ (пс)	$\langle Z \rangle$ (пс)	$\frac{\sigma \ln \rho}{\partial R}$	σ_Z (км/с)	Источник данных
Межзвездная среда	25	250	125			[16]
O—B5	0.11	100	50		4	[16]
B8—A5	1.7	200	70		9	[16]
F	2.5	400	130		14	[16]
gG5—8	0.2	550	180		16	[16]
dG	3.5	550	180	0.23	20	[16]
Белые карлики	(8)				(19)	[16]
Долгопериодические переменные	10^{-3}	1300		0.28	50	[16]
Планетарные туман- ности (без ядер)	$1.1 \cdot 10^{-1}$	210	100	0.32	10	[1, 17] эта работа

Примечания к таблице

- 1 — Тип галактических объектов.
- 2 — Местная массовая пространственная плотность объектов в солнечных массах на 1000 пс³.
- 3 — Расстояние над галактической плоскостью в пс по уровню 0.1 от максимума распределения $N = \varphi(Z)$.
- 4 — Среднее расстояние над галактической плоскостью в предположении о гауссовом распределении $N = \varphi(Z)$.
- 5 — Градиент пространственной плотности в окрестностях Солнца.
- 6 — Дисперсия скоростей по Z — координате в км/с.

Сопоставление кинематических и пространственных характеристик планетарных туманностей и других распространенных галактических объектов определенно свидетельствует о принадлежности первых к старому населению типа I. Этот вывод имеет значительный «запас прочности», так как если пространственные характеристики $Z_{0.1}$ и $\langle |Z| \rangle$ зависят от принятой шкалы расстояний, кинематический параметр σ_Z с нею не связан и почти не чувствителен к принятым компонентам галактического дви-

жения Солнца. Далекими предшественниками планетарных туманностей в современную эпоху вероятнее всего являются звезды главной последовательности классов В8—А5 и F. Представляется, что подобный вывод, как будто бы впервые полученный нами, заставит пересмотреть традиционные космогонические представления о планетарных туманностях и их ядрах.

6. *Заключение.* Итак, на основании построенной нами шкалы расстояний и данных о кинематике, мы исследовали галактическую систему планетарных туманностей. Выявлено и учтено сильное влияние наблюдательной селекции, приводящее к тому, что с увеличением расстояния мы наблюдаем все более яркие и молодые объекты. Уточнены пространственная и поверхностная плотности системы планетарных туманностей и получена новая оценка их полного числа в Галактике, равного примерно $2 \cdot 10^5$.

Исходя из эмпирических соотношений, определены средняя масса и коэффициент заполнения планетарной туманности, равные соответственно $(0.26 \pm 0.19) M_{\odot}$ и 0.28 ± 0.02 . Вычислены светимости ядер 78 планетарных туманностей и уточнено их положение на диаграмме Герцшпрунга—Рессела. Обнаружено быстрое падение светимости ядер за счет сжатия.

Пространственно-кинематические характеристики планетарных туманностей заставляют отнести их к объектам старого населения типа I. Вероятнее всего, их современными предшественниками являются звезды главной последовательности типов В8—А5—F, либо еще неотожествленные объекты той же галактической подсистемы.

Астрономический совет АН СССР

THE SYSTEM OF THE GALACTIC PLANETARY NEBULAE, THE EVOLUTION OF THEIR NUCLEI

G. S. KHROMOV

The galactic system of the planetary nebulae is studied on the basis of the distance scale introduced in a previous paper. The strong effects of the observational selection are revealed and studied. Due to these effects the planetary nebulae observed at larger distances are progressively denser and younger.

The new estimates of the nebular masses, absolute stellar magnitudes of the nebulae and their nuclei, as well as some other important physical characteristics of these objects are obtained together with the intervals of their evolutionary variations.

The position of the nuclei is specified on the Hertzsprung-Russell diagram. The discovered fast variations of the luminosity of the nuclei

7—638

after the separation of the nebula resemble the process of relaxation rather than evolution.

The new estimates of the spatial density of the planetary nebulae and that of their total number in the Galaxy are obtained. On the basis of the data on the spatial distribution and kinematics of the planetary nebulae it is concluded that these objects belong to the flattened subsystem of the old Population I. The remote ancestors of the planetary nebulae are possibly the main-sequence B8--A5--F stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Хромов, *Астрофизика*, 15, 269, 1979.
2. G. O. Abell, *Ap. J.*, 144, 259, 1966.
3. B. L. Webster, *M. N.*, 143, 79, 1969.
4. I. J. Danziger, M. A. Dopita, T. G. Hawarden, B. L. Webster, *Anglo-Australian Observatory Preprint*, June 3, 1977.
5. H. C. Ford, *Planetary Nebulae*, Dordrecht -- Boston, 1978, p. 19.
6. Г. С. Хромов, *Астрон. ж.*, 53, 961, 1976.
7. D. Alloin, C. Gruz-Gonzalez, M. Peimbert, *Ap. J.*, 205, 74, 1976.
8. А. С. Пилутин, Г. С. Хромов, *Астрон. ж.*, 56, 759, 1979.
9. А. Аллер, У. Лиллер, *Планетарные туманности*, Мир, М., 1971.
10. Г. С. Хромов, *Астрон. ж.*, 53, 762, 1976.
11. J. B. Kaler, *Ap. J. Suppl. ser.*, 31, No. 4, 1976.
12. H. Johnson, *Comm. Lunar and Planetary Laboratory*, 3, No. 53, 73, 1965.
13. G. S. Khromov, L. Kohoutek, *Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia*, 19, 104, 1968.
14. G. S. Khromov, L. Kohoutek, *Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia*, 19, 81, 1968.
15. L. Perek, L. Kohoutek, *Catalogue of Galactic Planetary Nebulae*, Prague, 1967.
16. A. Blaauw, *Galactic Structure*, Chicago--London, 1965, p. 435.
17. М. Н. Куоса, Г. С. Хромов, *Астрофизика*, 15, 105, 1978.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.852

ОБ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЯХ Mg II И Ca II В ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЯХ

Г. А. ГУРЗАДЯН

Поступила 30 октября 1978

Проанализированы условия возбуждения резонансных линий в эмиссии ионизованных магния ($\lambda\lambda$ 2796+2803 Mg II) и кальция ($\lambda\lambda$ 3934+3968 Ca II) в планетарных туманностях. Показано, что эти разрешенные линии возбуждаются тем же механизмом, что и запрещенные линии, то есть неупругими электронными столкновениями, а не обычной флуоресценцией.

Эмиссионная линия λ 2800 Mg II достаточной силы может наблюдаться лишь в спектрах планетарных туманностей среднего возбуждения (IC 2149), а также у диффузных туманностей. У высоковозбужденных планетарных туманностей (NGC 7026, 7662) эта линия не должна наблюдаться.

Отсутствие эмиссионных линий H и K Ca II в спектрах планетарных туманностей объясняется тем, что ожидаемая их интенсивность на 3—4 порядка меньше интенсивности линии λ 2800 Mg II или H, водорода.

В связи с активизацией внеатмосферных наблюдений небесных тел, в том числе, планетарных туманностей, вопрос о поведении известного резонансного дублета ионизованного магния λ 2795+2803 Mg II в спектрах планетарных туманностей приобретает особое значение. В принципе возможность возбуждения этого дублета в эмиссии в условиях планетарных туманностей как будто не вызывает сомнения [1], а в одном случае — туманности IC 2149 — этот дублет, по всей вероятности, удалось отождествить на ее одной-единственной спектрограмме, полученной в 1973 г. с помощью космической обсерватории «Орион-2» [2].

С другой стороны, известные эмиссионные линии H и K ионизованного кальция, находящиеся в видимой области спектра (λ 3934 А и λ 3968 А), возникают в результате тех же атомных переходов, что и дублет λ 2800 Mg II. И хотя космическое содержание кальция на порядок мень-

ше магния [3], эмиссионные линии H и K Ca II, казалось бы, должны были наблюдаться везде, где присутствует дублет λ 2800 Mg II, коль скоро обе системы возбуждаются при переходах, являющихся изоэлектронными. Между тем, за всю историю наблюдения спектров планетарных туманностей в наземных условиях, эмиссионные линии H и K Ca II не были обнаружены ни разу.

Таким образом, в планетарных туманностях возбуждение дублета λ 2800 Mg II в эмиссии по каким-то причинам не сопровождается одновременным возбуждением дублета H+K Ca II. Заметим, кстати, что в обычных звездных спектрах дублет λ 2800 Mg II в поглощении наблюдается всегда в унисон с дублетом H+K Ca II, причем в интенсивностях, соответствующих их универсальному содержанию. Нашей задачей является: выяснить механизм возбуждения дублетов λ 2800 Mg II и H+K Ca II в условиях планетарных туманностей и раскрыть причину указанного противоречия.

Особенность поставленной задачи заключается в том, что линии λ 2795 + 2803 Mg II, будучи резонансными, возникают к тому же при разрешенных переходах. В случае, если эти линии возникают в результате флуоресценции, на завершающем этапе на пути каскадных переходов сверху вниз, после рекомбинации однажды ионизованных атомов магния с электронами, то отношение интенсивности этого дублета, скажем, к интенсивности той или иной линии водорода, будет в первом приближении пропорционально относительному содержанию магния Mg/H , то есть порядка 10^{-5} . Это значит, что при флуоресцентном механизме возбуждения эмиссионной линии λ 2800 Mg II ее интенсивность будет на 4—5 порядков меньше интенсивности водородных линий и, стало быть, ее практически нельзя будет обнаружить на спектрограмме планетарной туманности.

Но, как было указано выше, линия λ 2800 Mg II, по всей вероятности, присутствует в спектре пока что одной планетарной туманности, причем с интенсивностью, равной по порядку величины интенсивности линии H водорода. Однако даже если игнорировать этот факт, существует, оказывается, в условиях планетарных туманностей иной — не флуоресцентный механизм возбуждения линии λ 2800 Mg II с интенсивностью порядка интенсивности водородных линий. Мы имеем в виду возможность возбуждения вполне разрешенной линии, какой является λ 2800 Mg II, путем неупругих электронных столкновений.

Итак, мы полагаем, что переходы однажды ионизованных атомов магния из основного состояния 1 в резонансное 2 происходит путем неупругих электронных столкновений, которые тут же (поскольку $A_{21} = 5.2 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$) компенсируются спонтанными переходами 2 $\rightarrow$ 1 вниз с излучением фотона. Поэтому мы можем написать для энергии, излучаемой единицей объема туманности в линии λ 2800 Mg II:

$$E(2800) = n(\text{Mg}^+) n_e b_{12} h\nu_{12}, \quad (1)$$

где $n(\text{Mg}^+)$ и n_e — концентрации ионов магния и свободных электронов, b_{12} — коэффициент перехода $1 \rightarrow 2$ для Mg^+ электронными ударами:

$$b_{12} = 8.54 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega(1, 2)}{\omega_2} T_e^{-1/2} e^{-z_{12}/kT_e}, \quad (2)$$

Высокая эффективность неупругих электронных столкновений при возбуждении линии $\lambda 2800 \text{ Mg II}$ обусловлена тем важным обстоятельством, что потенциал возбуждения ϵ_{12} резонансного уровня Mg^+ очень мал, всего 4.4 эВ, тот порядок, который мы имеем для метастабильных уровней большинства атомов и ионов, обычно встречающихся в туманностях.

Представляется удобным выражать $E(2800)$ в единицах энергии E_3 излучаемой единицей объема туманности в линии H_β . Имеем:

$$E_3 = z_{42} n_e A_4 h\nu_3. \quad (3)$$

Из (1) и (3) можем написать, подставив также $A_{11} = 0.837 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\Omega(1, 2) = 10.5$ [4], $\omega_2 = 3$ и приняв $n_e = n(\text{H})$, где $n(\text{H})$ — концентрация водородных атомов в туманности,

$$\frac{E(2800)}{E_3} = 6.2 \cdot 10^{-12} \frac{n(\text{Mg}^+)}{n(\text{H})} \frac{T_e^{-1/2}}{z_{42}} e^{-\frac{81200}{T_e}}. \quad (4)$$

Для планетарной туманности, например, IC 2149, имеем: $T_e = 12400 \text{ K}$ [6], $E(2800)/E_3 \approx 1$ [2]. Подставив в (4) также $z_{12} = 0.33 \cdot 10^{-21} \text{ см}^3 \cdot \text{с}$ [5], найдем:

$$\frac{n(\text{Mg}^+)}{n(\text{H})} = 2.4 \cdot 10^{-6}. \quad (5)$$

Но для универсального содержания магния имеем $n(\text{Mg})/n(\text{H}) = (2-4) \cdot 10^{-3}$. Поэтому из (5) будем иметь для относительного содержания ионов Mg^+ в туманности:

$$\frac{n(\text{Mg}^+)}{n(\text{Mg})} = \frac{n^+}{n_0} = 0.1. \quad (6)$$

Этот результат является в какой-то мере неожиданным, так как он означает, что в однажды ионизованном состоянии находится всего 10% всех атомов магния, и это небольшое количество ионов Mg^+ обеспечивает генерацию эмиссионной линии $\lambda 2800 \text{ Mg II}$ с силой, сравнимой с линией H_β . Остальные же 90% атомов магния находятся в состоянии ионизации в два и больше раза. И хотя ионы Mg^{2+} , в принципе, могут возбуждать линию $\lambda 2800 \text{ Mg II}$ флуоресцентным механизмом, однако ее интенсив-

ность, как было отмечено выше, будет крайне мала, несмотря на то, что полное число ионов Mg^{++} на порядок больше числа ионов Mg^+ .

Очевидно, нам нужно раскрыть по мере возможности всю картину распределения атомов магния по состояниям ионизации. Для этого необходимо сперва вывести формулы ионизации магния, пользуясь обычным условием стационарности между числом актов фотоионизации и числом актов рекомбинации. В результате найдем для формулы ионизации однажды ионизованного магния.

$$\frac{n^+}{n_1} n_+ = W \frac{2\alpha_0^+ (\gamma^+)^2 k}{c^2 h} \frac{T_*}{\alpha^+(T_*)} e^{-h\gamma^+/kT_*}, \quad (7)$$

где $n^+ = n(Mg^+)$ и n_1 — концентрации однажды ионизованных и нейтральных атомов магния; α_0^+ — коэффициент непрерывного поглощения нейтрального магния на частоте ионизации $\gamma > \gamma^+$; $\alpha^+(T_*)$ — коэффициент рекомбинации ионов магния с электроном, T_* — температура центральной звезды; W — коэффициент дилуции.

Так же можно вывести формулу ионизации для дважды ионизованного магния:

$$\frac{n^{++}}{n} n_+ = W \frac{2\alpha_0^{++} (\gamma^{++})^2 k}{c^2 h} \frac{T_*}{\alpha^{++}(T_*)} e^{-h\gamma^{++}/kT_*}. \quad (8)$$

Применим эти формулы в отношении IC 2149, для которой $T_* = 50000$ К [2], $n_e = 3.2 \cdot 10^3$ см⁻³ [7]. Подставив также числовые значения остальных параметров — все они, взятые из разных источников, собраны в табл. 1, — найдем из (7) и (8):

$$\frac{n^+}{n_1} = 0.4 \cdot 10^{14} W; \quad \frac{n^{++}}{n} = 0.2 \cdot 10^{14} W. \quad (9)$$

Пренебрегая числом атомов, находящихся в состоянии ионизации три раза и выше, можем написать для полного числа атомов магния n_0 в единице объема:

$$n_1 + n^+ + n^{++} = n_0. \quad (10)$$

Подставив сюда значения n_1 , n^+ и n^{++} из (6) и (9), получим уравнение вида

$$aW^2 - bW + 1 = 0, \quad (11)$$

где единственным неизвестным является W — коэффициент дилуции. Находя отсюда числовое значение W , найдем затем с помощью (10) распределения атомов по состояниям ионизации.

В нашем случае $a = 8 \cdot 10^{28}$, $b = 3.6 \cdot 10^{16}$. Этими данными найдем из (11): $W = 4.5 \cdot 10^{-23}$. По сути дела, здесь попутно был предложен метод нахождения числовой величины фактора дилуции для планетарных туманностей с помощью эмиссионной линии λ 2800 Mg II.

Таблица 1
ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ АТОМНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДЛЯ
Mg II и Ca II

		Mg II	Ca II	Литература
χ^+	с^{-1}	$1.85 \cdot 10^{15}$	$1.48 \cdot 10^{15}$	[12]
χ^{++}	с^{-1}	$3.66 \cdot 10^{15}$	$2.87 \cdot 10^{15}$	"
χ^+	см^2	$1.19 \cdot 10^{-18}$	$0.46 \cdot 10^{-18}$	"
σ_0^+	см^2	$0.24 \cdot 10^{-18}$	$0.14 \cdot 10^{-18}$	"
$\tau^+(T_e)$	$\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$	$1.26 \cdot 10^{-13}$	$0.08 \cdot 10^{-14}$	[11, 12]
$\tau^{++}(T_e)$	$\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$	$3.01 \cdot 10^{-13}$	$0.3 \cdot 10^{-14}$	"
$\Omega(1, 2)$		10.5	5.9	[18, 4]
ϵ_{12}	эВ	4.4	3.16	

Подставив найденное значение W в (9) и учитывая (6), найдем величины n_1/n_0 , n^+/n_0 , n^{++}/n_0 , то есть распределения атомов магния по состояниям ионизации; результаты представлены в табл. 2.

Таблица 2
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ЧИСЛА АТОМОВ
МАГНИЯ И КАЛЬЦИЯ ПО СОСТОЯНИЯМ ИОНИЗАЦИИ
В УСЛОВИЯХ ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ

	$\frac{n_1}{n_0}$	$\frac{n^+}{n_0}$	$\frac{n^{++}}{n_0}$
Mg	$2 \cdot 10^{-4}$	0.10	0.90
Ca	$6 \cdot 10^{-8}$	0.00013	1

Перейдем к кальцию. Здесь картина, оказывается, иная. Дело в том, что потенциалы ионизации кальция, скажем, на второй и третьей степенях, значительно меньше, чем потенциалы ионизации магния в тех же состояниях. Более определенно картина выглядит следующим образом:

	χ^+ (эВ)	χ^{++} (эВ)	χ^{+++} (эВ)
Mg	7.6	15.0	83.1
Ca	6.1	11.0	50.9

Указанное обстоятельство приводит к тому, что практически все атомы кальция окажутся в высокоионизованных состояниях — два, три и более раз. В результате количество однажды ионизованных атомов, возбуждающих H и K линии Ca II, может оказаться крайне небольшим.

Более конкретно распределение числа атомов кальция по состояниям ионизации можно найти с помощью тех же формул (7) и (8), но с подстановкой соответствующих числовых значений входящих в них параметров для кальция, которые также приведены в табл. 1. При вычислениях в эти формулы вводится также найденное выше числовое значение W . В результате находим для кальция:

$$\frac{n^+}{n_1} = 7.5 \cdot 10^4; \quad \frac{n^{++}}{n} = 7.7 \cdot 10^1. \quad (12)$$

Собственно говоря, в случае кальция нам следовало бы учитывать также населенность атомов в третьем ионизованном состоянии. Однако из-за отсутствия числовых данных, в частности, для $\lambda_{0,3}^{++}$ и $\lambda_{0,4}^{++}$ (T_e), придется ограничиться рассмотрением баланса количества атомов, распределенных в трех состояниях; в этом случае мы найдем верхние пределы истинных значений отношений n_1/n_0 , n^+/n_0 и n^{++}/n_0 .

Итак, написав условие типа (10) для кальция и используя (12), найдем в результате числовые значения n_1/n_0 , n^+/n_0 и n^{++}/n_0 ; они приведены в табл. 2.

Нас интересует величина n^+/n_0 , и она, оказывается, в случае кальция примерно в 750 раз меньше, чем n^+/n_0 для магния. Это значит, что при прочих равных условиях интенсивность дублета H+K Ca II должна быть в 750 раз меньше интенсивности линии λ_{2800} Mg II. В действительности же отношение интенсивностей дублетов Ca II и Mg II зависит также от других величин и, прежде всего, от относительного содержания этих элементов, «силы ударов» Ω (1, 2) и пр. С учетом всех этих факторов мы будем иметь для отношения интенсивностей обоих дублетов:

$$\frac{E(2800)}{E(\text{H} + \text{K Ca II})} = \frac{n(\text{Mg})}{n(\text{Ca})} \frac{b_{12}^{\text{Mg}}}{b_{12}^{\text{Ca}}} \frac{\gamma_{\text{Mg}}}{\gamma_{\text{Ca}}}. \quad (13)$$

Но из третьего столбца табл. 2 имеем:

$$\frac{n(\text{Mg})}{n(\text{Ca})} = \frac{(n^+/n_0)_{\text{Mg}}}{(n^+/n_0)_{\text{Ca}}} \frac{n(\text{Mg})}{n(\text{Ca})} = 750 \frac{n(\text{Mg})}{n(\text{Ca})}, \quad (14)$$

где $n(\text{Mg})/n(\text{Ca})$ есть относительное универсальное содержание магния и кальция; оно порядка 10—20. Подставив в (13) также числовые значения остальных параметров, найдем (при $T_e = 12400$ K):

$$\frac{E(2800)}{E(\text{H} + \text{K Ca})} \approx 700 \frac{n(\text{Mg})}{n(\text{Ca})}. \quad (15)$$

Отсюда найдем, что уже при $n(\text{Mg})/n(\text{Ca}) = 10$ линии H и K Ca II должны быть в 7000 раз слабее линии $\lambda 2800 \text{ Mg II}$ или H_γ . Ясно, что при таких условиях линии H и K Ca II вообще не могут наблюдаться в спектрах планетарных туманностей.

При всей правдоподобности этого вывода, однако, мы не совсем уверены в правильности полученных количественных оценок. Главный источник сомнений мы видим в использованных нами числовых данных о коэффициентах рекомбинаций $\alpha^*(T_e)$ и $\alpha^{**}(T_e)$; как-то настораживает очень большая разница между значениями этих параметров для магния и для кальция (табл. 1). По-видимому, найденные Тартером [11] значения этих коэффициентов для магния более правильны, чего нельзя сказать без дополнительной проверки в отношении тех же величин для кальция, взятых нами из [12].

В пользу сделанного вывода об отсутствии линий H и K Ca II в спектрах планетарных туманностей говорят данные наблюдений. В спектрах семи планетарных туманностей (NGC 7027, 7662, 2022, 6864 и пр.) была обнаружена [13] очень слабая эмиссионная линия четырехжды ионизованного кальция $\lambda 5309 [\text{Ca V}]$, а в спектре всего одной планетарной туманности (NGC 7027) также линия $\lambda 6087 [\text{Ca V}]$. Был обнаружен еще след линии $\lambda 5615 [\text{Ca VII}]$ в спектре NGC 7027. И это все, что известно нам о кальции в туманностях. Эмиссионные линии, принадлежащие, скажем, трехкратно или двукратно ионизованному кальцию, в спектрах планетарных туманностей отсутствуют совсем.

В противоположность этому почти десять эмиссионных линий нейтрального магния и столько же линий однажды ионизованного магния были обнаружены в разных комбинациях в спектрах около двух десятков планетарных туманностей. Особо часто наблюдается линия $\lambda 4571 [\text{Mg I}]$ (она, будучи интеркомбинационной, подобна запрещенной), $\lambda 4481 [\text{Mg I}]$, $\lambda 3838 [\text{Mg I}]$ и пр., а также флуоресцентные линии субординатных серий $\lambda 4481 \text{ Mg II}$ (у шести планетарных туманностей), $\lambda 4300 \text{ Mg II}$ и пр.

Кстати, факт присутствия линий нейтрального магния в оптических спектрах многих планетарных туманностей делает весьма вероятным познание еще одной резонансной линии, находящейся в ультрафиолете — $\lambda 2852 \text{ Mg I}$. Эта линия также числится в списке эмиссионных линий, обнаруженных в коротковолновом спектре туманности IC 2149 [2], хотя приведенная там оценка ее относительной интенсивности кажется весьма приблизительной.

Таким образом, данные наблюдений находятся в согласии со сделанным выше выводом о странном на первый взгляд поведении линий Mg^{+} .

с одной стороны, и линий H и K Ca II — с другой. Вместе с тем, такое поведение указанных линий следует считать характерным именно для планетарных туманностей, имеющих в своих центрах звезду с очень высокой температурой.

Из всего этого следует, одновременно, что ожидать возбуждение эмиссионных линий H и K Ca II мы должны лишь у низковозбужденных туманностей, связанных с низкотемпературными звездами. В первую очередь мы имеем в виду обычные диффузные туманности. Так и есть на самом деле: очень сильные линии H и K Ca II, а также инфракрасные линии $\lambda 7291$ [Ca II], $\lambda 8542$ [Ca II] были обнаружены, например, в спектре одной диффузной туманности в Тельце под обозначением T-1 [14]. Весьма сильные запрещенные линии $\lambda 3933$ Ca II и $\lambda 3968$ Ca II были зафиксированы также в спектре такого заведомо низковозбужденного объекта, каким является объект Хербига—Аро № 1 [15].

С повышением температуры центральной звезды или уменьшением фактора дилюции туманности, магний должен перейти на более высокие степени ионизации и тем самым сильно должно уменьшиться количество однажды ионизованных атомов магния. В результате у высоковозбужденных планетарных туманностей линия $\lambda 2800$ Mg II должна быть крайне слаба или должна отсутствовать вовсе. Возможно этим следует объяснить отсутствие этого дублета на коротковолновой спектрограмме, полученной путем ракетного запуска, типично высоковозбужденной туманности NGC 7027 ($T_e \sim 150\,000$ K) [9], хотя некоторая запутанность этой спектрограммы в области ~ 2900 Å не позволяет сделать на этот счет однозначных выводов. По весьма приблизительным оценкам степень ионизации дважды ионизованного магния в туманности NGC 7027 должна быть на порядок выше, чем в туманности IC 2149. Соответственно ожидаемая интенсивность дублета $\lambda 2800$ Mg II в спектре NGC 7027 должна быть на порядок меньше его интенсивности в IC 2149. Отношение $E(2800)/E(H_\beta)$ для IC 2149, с учетом влияния межзвездного поглощения, порядка двух (при общем поглощении в фотографических лучах для этой туманности, равном 2^m [2]). Поэтому мы должны иметь $E(2800)/E(H_\beta) \approx 0.2$ для NGC 7027. Действительно, чуть позднее, по наблюдениям IUE [19], дублет $\lambda 2800$ Mg II весьма четко и в разделенном виде был зафиксирован в спектре этой туманности, причем с интенсивностью $E(2800)/E(H_\beta) = 0.3$ — в согласии с ожидаемой величиной.

Вслед за NGC 7027 и тем же путем (ракетный запуск) была получена спектрограмма другой высоковозбужденной туманности — NGC 7662 ($T_e \sim 100\,000$) [17]. Дублет $\lambda 2800$ Mg II в ее спектре не был обнаружен. Имея горький опыт с NGC 7027, этот результат мы не можем считать достоверным. Вообще-то следует задуматься над причинами возникновения значительных расхождений между ракетными экспериментами [9, 17], с

одной стороны, и IUE [19] — с другой, как по части отождествления эмиссионных линий, так и определения их интенсивностей.

Наиболее сильные линии λ 2800 Mg II, таким образом, следует ожидать у средне- и низковозбужденных планетарных туманностей (IC 2149 является средневозбужденной, с классом возбуждения 4).

Задача о возбуждении эмиссионной линии λ 2800 Mg II в хромосферах звезд средних и поздних классов и, в частности, вспыхивающих звезд была рассмотрена ранее [10]. Оказывается, и в звездных хромосферах эта линия возникает в результате неупругих электронных столкновений. Более того, она должна быть самой сильной эмиссионной линией в спектрах этих звезд, на порядок сильнее H_β и сравнимой с L-водорода. Однако, в отличие от планетарных туманностей, в звездных хромосферах, наряду с эмиссионной линией λ 2800 Mg II, должны наблюдаться также линии H и K Ca II, что и имеет место на самом деле.

В заключение вернемся еще раз к упомянутым выше линиям λ 5309 [Ca V] и λ 6087 [Ca V]. Схема энергетических уровней и переходов этих и остальных линий четырехкратно ионизованного кальция показана на рис. 1.

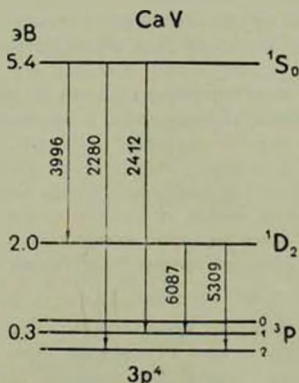


Рис. 1. Энергетические уровни четырехкратно ионизованного кальция. Показаны основные ($3P$) и ближайшие уровни ($1D_2$ и $1S_0$).

Как видим, отношение интенсивностей линий λ 5309 и 6087 Å не зависит от числа ионов Ca^{+4} в возбужденных уровнях, оно зависит только от соответствующих коэффициентов спонтанных переходов. А числовые значения этих коэффициентов известны и равны: $A(5309) = 1.9 \text{ с}^{-1}$ и $A(6087) = 0.43 \text{ с}^{-1}$ [16]. Поэтому будем иметь для теоретического значения отношения интенсивностей обеих линий:

$$\frac{E(5309)}{E(6087)} = 5.0. \quad (16)$$

Между тем, наблюдения дают для NGC 7027 нечто странное, а именно $E(5309) = 0.47$ и $E(6087) = 1.15$ [13], то есть $E(5309)/E(6087) = 0.4$ или, с учетом влияния межзвездного поглощения, $E(5309)/E(6087) = 0.6$ — в обоих случаях на порядок (!) меньше теоретически ожидаемой величины (16). Расхождение столь велико, что нам даже трудно строить догадки относительно его причин. Если оно не есть результат случайной ошибки или опечатки, вкравшейся в [13], то приходится усомниться в «чистоте» самой линии $\lambda 6087 \text{ A}$ в том смысле, что она могла бы быть блендирована эмиссионными линиями других атомов или ионов. Так или иначе, этот вопрос нуждается в рассмотрении.

Выводы. Анализ условий возбуждения эмиссионных резонансных линий Mg II и Ca II в планетарных туманностях приводит к следующим выводам.

1. Резонансный дублет однажды ионизованного магния $\lambda 2800 \text{ Mg II}$ возбуждается путем неупругих электронных столкновений, а не флуоресценции, как это имеет место обычно в случае разрешенных эмиссионных линий.

В теории свечения планетарных туманностей, как известно, все эмиссионные линии подразделяются на две группы, в зависимости от механизма их возбуждения. Первая группа — *разрешенные* линии, возбуждаемые путем флуоресценции. Вторая группа — *запрещенные* линии, возбуждаемые путем неупругих электронных столкновений. Теперь появляется третья группа эмиссионных линий, а именно, *разрешенные* линии, возбуждаемые как запрещенные, то есть путем неупругих электронных столкновений. Это является качественно новым для физики планетарных туманностей результатом.

2. В условиях планетарных туманностей среднего возбуждения может наблюдаться достаточно сильная эмиссионная линия $\lambda 2800 \text{ Mg II}$, сравнимая по интенсивности с линией H водорода. При этом в самом возбуждении дублета иногда принимают участие не более 10% общего количества атомов магния в туманности. Дублет $\lambda 2800 \text{ Mg II}$ в эмиссии должен быть особо сильным у диффузных туманностей (Орион, Трифид и пр.).

3. Эмиссионные линии H и K Ca II в условиях планетарных туманностей также возбуждаются путем неупругих электронных столкновений. Однако ожидаемая их интенсивность должна быть на 3—4 порядка меньше интенсивности линии H или дублета $\lambda 2800 \text{ Mg II}$. Поэтому линии

H и K ионизованного кальция практически вовсе не должны наблюдаться в спектрах планетарных туманностей.

Бюрананская астрофизическая
обсерватория

ON EMISSION LINES OF Mg II AND Ca II IN PLANETARY NEBULAE

G. A. GURZADYAN

An analysis of the excitation of the resonance lines both of ionized magnesium ($\lambda\lambda$ 2796 + 2803 Mg II) and calcium ($\lambda\lambda$ 3934 + 3968 Ca II) in planetary nebulae is carried out. It is shown that these permitted lines are excited not by the usual fluorescence but by the same mechanism as the forbidden lines, that is by electron nonelastic collisions.

In principle the emission lines λ 2800 Mg II can be observed in medium excited planetary nebulae (IC 2149) as well as in the diffuse nebulae. These lines cannot be observed in the spectrum of high excited planetary nebulae (NGC 7027, 7662).

The absence of the emission lines H and K Ca II in the spectrum of planetary nebulae also has its explanation: the predicted intensities of these lines are of 3--4 order smaller than the intensity of λ 2800 Mg II or H₁.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. H. Aller, Mem. Soc. R. Sci., Liege IV, 1961.
2. G. A. Gurzadyan, M. N., 172, 249, 1975.
3. L. H. Aller, J. E. Ross, Science, March, 26, 1976.
4. J. K. Van Blaricom, J. Phys. B: Atom. Mol. Phys., 3, 932, 1970.
5. G. A. Gurzadyan, Planetary Nebulae, Gordon and Breach, N. Y., 1969.
6. J. B. Kaler, Ap. J., 160, 887, 1970.
7. D. E. Osterbrock, Ap. J., 131, 541, 1960.
8. L. H. Aller, I. S. Brown, R. Minkowski, Ap. J., 122, 62, 1955.
9. R. C. Bohlin, P. A. Marlonni, T. P. Stecher, Ap. J., 202, 415, 1975.
10. G. A. Gurzadyan, Astrophys. Space Sci., 52, 51, 1977.
11. C. B. Tarter, Ap. J., 163, 313, 1971.
12. C. W. Allen, Astrophys. Quant. 3-th Ed. The Athlone Press, 1973.
13. J. B. Kaler, Ap. J., Suppl., 31, 517, 1976.

14. *R. D. Schwartz*, *Ap. J.*, 191, 419, 1974.
15. *K. H. Böhm*, *Ap. J.*, 123, 379, 1956.
16. *R. H. Garstang*, *Planetary Nebulae*, Symposium No. 34, Ed. D. E. Osterbrock and C. R. O'Dell, Dordrecht-Holland, 1968, p. 143.
17. *R. C. Bohlin, J. P. Harrington, T. P. Stecher*, *Ap. J.*, 219, 575, 1978.
18. *P. O. Taylor, G. H. Duun*, *Phys. Rev., A*, 8, 2304, 1973.
19. *M. Grewing, A. Boksenberg, M. J. Seaton et al.*, *Nature*, 275, 394, 1978.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.11

ЭВОЛЮЦИЯ ЭНТРОПИЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОСЛЕРЕКОМБИНАЦИОННУЮ ЭПОХУ. I. ЛИНЕЙНАЯ СТАДИЯ

А. С. ЗЕНЦОВА, А. Д. ЧЕРНИН

Поступила 26 декабря 1978

Рассматривается линейная стадия эволюции первичных энтропийных возмущений в переходную эпоху, следующую за рекомбинацией, когда существенно гравитационное влияние ультрарелятивистской компоненты метагалактической среды.

1. Взаимодействие вещества и излучения в горячей Вселенной прекращается в эпоху, характеризуемую красным смещением $z_{REC} \approx 1000$, когда происходит рекомбинация метагалактической плазмы. Приблизительно в ту же эпоху сравниваются между собой плотности этих двух компонентов среды; соответствующее красное смещение

$$z_* = \frac{\rho_0}{\rho_{ph}} \approx 10^4 \Omega h^2 \quad (1)$$

определяется современными значениями средней плотности вещества ρ_0 и 3-градусного фона реликтовых фотонов ρ_{ph}^0 (здесь Ω — космологический параметр плотности, h — постоянная Хаббла, измеряемая в единицах 50 км/с·Мпс). При вероятном значении $\Omega = 0.1$, на которое указывают как подсчеты галактик, так и анализ первичного нуклеосинтеза (см., например, [1, 2]), и $h = 1$ значения z_{REC} и z_* совпадают. До сих пор не ясно, есть ли в этом совпадении нечто закономерное или оно в каком-то смысле случайно.

Кроме фотонов в горячей Вселенной должны иметься и другие реликтовые ультрарелятивистские частицы — нейтрино, а возможно и гравитоны. Плотность нейтрино ρ_ν^0 (их температура около 2К) вдвое меньше

плотности фотонов; реликтовые нейтрино не могут пока регистрироваться непосредственно, и оценка их плотности делается на основе общей теории [1]. Что касается гравитонов, то для них возможность регистрации представляется еще более отдаленной и даже теоретическая оценка делается с большой неопределенностью: в принципе, нельзя исключить, что их плотность ρ_g^0 превышает плотность фотонов ρ_γ^0 или даже плотность вещества ρ_0 [2]. Полная плотность всех ультрарелятивистских частиц $\rho_r(z)$ сравнивается с плотностью вещества $\rho(z)$ при красном смещении

$$z_r = \frac{z_s}{1.5} = 6.9 \cdot 10^{11} \cdot \Omega_m^2, \quad (2)$$

где γ — отношение полной плотности ультрарелятивистской компоненты $\rho_r = \rho_\gamma + \rho_\nu + \rho_g$ к суммарной плотности реликтовых фотонов и нейтрино; скорее всего, значение γ лежит, как можно ожидать, в интервале $1 \leq \gamma < 3$. Момент равенства плотностей $\rho_r(z)$ и $\rho(z)$ относится, как видно из (2), к послерекомбинационной эпохе при указанных выше вероятных значениях космологических параметров Ω и h .

Ультрарелятивистская компонента метagalактической среды определяла при $z \gtrsim z_r$ общую динамику и геометрию Вселенной; вместе с тем она оказывала существенное влияние на локальные процессы в среде, управляющие эволюцией дозвездной, догалактической структуры Вселенной. Эта структура существовала на ранних стадиях космологического расширения в форме малых по амплитуде отклонений от однородности и изотропии в распределении и движении вещества. В линейном приближении возмущения такого рода распадаются, как известно [2—4], на три независимые моды: слабые потенциальные и вихревые движения и малые вариации энтропии. «Изначальные» вихри невозможны в изотропном мире [3, 5], а потенциальные (адиабатические) и энтропийные возмущения совместимы с асимптотически полной изотропией мира при $z \rightarrow \infty$.

2. В настоящей работе рассматриваются особенности эволюции возмущений энтропийного типа. В условиях горячей Вселенной они представляют собой малые по амплитуде флуктуации плотности плазмы на фоне однородного распределения ультрарелятивистской компоненты среды. В астрофизике такого рода возмущенное состояние среды впервые рассматривалось в работе [6], в космологии — в работе [7].

Энтропийные возмущения привлекают к себе особое внимание в связи с недавним сообщением группы Парийского [8] о весьма жестких ограничениях возможных отклонений от изотропии реликтового радиодна. Верхний предел флуктуаций температуры можно представить, на основе этих данных, простой интерполяционной формулой

$$\frac{\delta T}{T} < 1.6 \cdot 10^{-4} (\theta')^{-1/2}, \quad (3)$$

справедливой с хорошей точностью (не хуже 10%) для наиболее интересных угловых масштабов $5' < \theta < 20'$. Новые данные для еще меньших угловых масштабов, $2' < \theta < 5'$ (устное сообщение Парийского, 1978), также хорошо аппроксимируются этой формулой. Видимый угловой масштаб θ связан с массой вещества M в области возмущения соотношением (см., например, [1, 2])

$$\theta' = 10 \Omega^{2/3} M_{15}^{1/3}, \quad (4)$$

где $M_{15} = M/10^{15} M_{\odot}$. Оказывается [9], что только энтропийные возмущения, если им принадлежала главная роль в эволюции догалактической структуры, не противоречат этим наблюдениям: они столь слабо искажают реликтовый фон, что флуктуации остаются ниже наблюдательного порога (3). Сходный вывод получен затем и в работе [10] (для $\Omega \sim 1$).

Ниже мы рассмотрим эволюцию энтропийных возмущений в переходную эпоху, следующую за рекомбинацией, когда еще существенно гравитационное влияние ультрарелятивистской компоненты среды.

3. Неоднородности плотности плазмы, вмороженные в фон излучения, испытывают диффузионное расплывание лишь в относительно малых масштабах, которым соответствуют массы $M \lesssim 10 M_{\odot}$. Во всех больших масштабах диссипативные процессы незначительны для возмущений такого рода, и исходный контраст плотности $(\delta\rho/\rho)_0 = b$ остается в энтропийных возмущениях неизменным вплоть до эпохи рекомбинации $z = z_{\text{REC}} \approx 1000$. В эту раннюю эпоху $z > z_{\text{REC}}$ развиваются лишь «вторичные» потенциальные движения, усиливаемые гравитационной неустойчивостью в масштабах $l(M)$, превосходящих расстояние до горизонта $\lambda_J \sim ct$. Можно видеть, что связанный с этим дополнительный контраст плотности среды возрастает по закону [9, 11]

$$\left(\frac{\delta\rho_r}{\rho_r}\right)_A = \frac{1}{2} b \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{1/3} \gamma, \quad \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_A = \frac{3}{4} \left(\frac{\delta\rho_r}{\rho_r}\right), \quad z > z_1, \quad (5)$$

где $z_1 = z_*(M/M_{\odot})^{1/3}$ — красное смещение в эпоху, когда $l = l_J = ct$, M — масса вещества в области возмущения, $M_{\odot} = 4 \cdot 10^{16} \Omega^{-2} M_{\text{пл}} —$ масса вещества в пределах горизонта при $z = z_*$, γ — безразмерное космологическое время, связанное с возрастом мира t и масштабным фактором метрики Фридмана $a(t)$ (нормированным на массу M) соотношением $cdt = a d\eta$. Возмущение скорости в этих возмущениях не меняется со временем:

$$v_A = \frac{1}{4} cb \left(\frac{M}{M_0} \right)^{1/3} = \text{const.} \quad (6)$$

Возмущение, описываемое формулами (5), (6), совпадает по временной зависимости с одной (промежуточной) из возможных мод малых потенциальных возмущений в ультрарелятивистской среде [3]; совпадает и закон изменения соответствующих возмущений метрики, так что возможна такая комбинация вторичного потенциального возмущения (5), (6) и потенциального возмущения указанной моды, что (в первом порядке по отношению $1/\Omega$) существует лишь исходный контраст плотности вещества, а вторичное возмущение плотности, скорости и метрики компенсировано [11]. «Компенсированные» энтропийные возмущения вписываются в изначально изотропный мир: возмущения же метрики, связанные с самим контрастом плотности $(\delta\rho/\rho)_0$, стремятся к нулю при $t \rightarrow 0$, $z \rightarrow \infty$, так как стремятся к нулю отношение $\delta\rho/(\rho + \rho_r) \simeq \delta\rho/\rho_r \sim z^{-1}$.

Область возмущения с массой M становится прозрачной для реликтовых фотонов в ходе рекомбинации при красном смещении [12]

$$z = z_0 = 2 \cdot 10^4 [19 + \lg (\Omega^{1/2} M_{15})]^{-1}, \quad (7)$$

а при

$$z_0 = 10^4 [1 - 0.1 \lg (0.2 \Omega^{-1})] \quad (8)$$

прекращается и трение вещества об излучение. После этого вещество взаимодействует с излучением только гравитационно (вплоть до возможной вторичной ионизации вещества при малых z).

Отделение от излучения приводит к резкому падению джинсовой длины, так что гравитационная неустойчивость развивается теперь в масштабах $M > 10^5 - 10^6 M_\odot$; последнему неравенству удовлетворяют шаровые скопления, галактики, скопления галактик. Неустойчивость усиливает контраст плотности в исходных возмущениях и вместе с тем вызывает появление соответствующих возмущений скорости; так первоначальное энтропийное возмущение порождает гидродинамические движения, способные — после дальнейшего усиления — привести к ударным волнам масштаба галактик и скоплений галактик.

4. Развитие гравитационной неустойчивости происходит в основном в эпоху, когда плотность вещества превышает плотность ультрарелятивистской компоненты среды — фотонов, нейтрино, гравитонов: $z < z_*$. Это, однако, не означает, что наличие такого фона (с которым возмущения вещества взаимодействуют лишь гравитационно) несущественно. В действительности сильное влияние ультрарелятивистского фона как на возмущение

ния, так и на динамику космологического расширения продолжается не только до $z = z_*$, $z_{\text{ЛСР}}$, но и вплоть до

$$z = z_4 = \frac{1}{15} z_*, \quad (9)$$

Последнее непосредственно следует из точного решения уравнений Фридмановской космологии для среды, состоящей из ультрарелятивистской (давление равно одной трети плотности энергии) и нерелятивистской (давление много меньше плотности энергии покоя) компонент. Для открытого мира ($\Omega < 1$) решение имеет вид [13]:

$$a(\eta) = a_m (\text{ch } \eta - 1) + a_r \text{sh } \eta, \quad (10)$$

$$ct(\eta) = a_m (\text{sh } \eta - \eta) + a_r (\text{ch } \eta - 1). \quad (11)$$

Здесь $a(\eta)$ — радиус кривизны мира, совпадающий (с точностью до неопределенного постоянного коэффициента) с масштабным фактором метрики Фридмана; безразмерный параметр η играет ту же роль, что и, например, в формуле (5), а константы a_m и a_r отражают вклад вещества и излучения и связаны с современными значениями их плотностей:

$$a_m = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{x} \right)^{1/2} \frac{\rho_0}{\rho_c^{3/2}}, \quad a_r = \left(\frac{3}{x} \right)^{1/2} \frac{(\rho_0)^{1/2}}{\rho_c}, \quad x = \frac{8\pi G}{c^2} \quad (12)$$

($\rho_c = 5 \cdot 10^{-30} \text{ г}^2/\text{см}^3$ — текущая критическая плотность).

Кроме того

$$\rho = \frac{6}{x} \frac{a_m}{a^3}, \quad \rho_r = \frac{3}{x} \frac{a_r^2}{a^4}. \quad (13)$$

При $\eta < 1$ решение (10) — (11) принимает вид

$$a(\eta) = \frac{1}{2} a_m \eta^2 + a_r \eta, \quad (14)$$

$$ct(\eta) = \frac{1}{6} a_m \eta^3 + \frac{1}{2} a_r \eta^2. \quad (15)$$

соответствующий — в согласии с общими свойствами модели Фридмана — параболической динамике расширения. Моменту $\eta = 1$ отвечает красное смещение

$$z(\eta = 1) = 4\Omega^{-1} \quad (16)$$

и возраст мира

$$l(\gamma = 1) = 0.1 \Omega t_0, \quad (17)$$

где $t_0 = 18$ млрд. лет — современный космологический возраст (для $h = 1$).

В соотношениях (14) и (15) ультрарелятивистский член преобладает над нерелятивистским соответственно при

$$\eta > \eta_4 = 2 \frac{a_r}{a_m} \quad \text{и} \quad \gamma_1 > \gamma_3 = 3 \frac{a_r}{a_m}. \quad (18)$$

Значения красного смещения для $\gamma = \gamma_4$ и $\gamma_1 = \gamma_3$ находятся по общей формуле

$$1 + z = \frac{a_r}{a(\gamma)}, \quad (19)$$

где

$$a_0 = a(t_0) = \left(\frac{3}{2} \frac{a_r^2}{\rho_r^0} \right) = \left(\frac{3}{2 \gamma_4} \right)^{1/2} \quad (20)$$

— современный радиус кривизны мира. Так как, согласно (12), (20),

$$a_m = \frac{1}{2} a_0^{\Omega}, \quad a_r = a_0 \left(\frac{\rho_r^0}{\rho_r} \right)^{1/2}, \quad (21)$$

то из (15), (18) имеем

$$a(z_4) = 2a_r \gamma_4 = 4 \frac{a_r^2}{a_m}, \quad a(z_3) = \frac{5}{2} a_r \gamma_4 = \frac{15}{2} \frac{a_r^2}{a_m}. \quad (22)$$

Тогда (и при $\Omega = 0.1$, $\gamma = 1$, $h = 1$)

$$1 + z_4 = \frac{1}{8} \frac{\rho_0}{\rho_r^0} = \frac{1}{8} z_r \approx 100, \quad (23)$$

$$1 + z_3 = \frac{1}{15} \frac{\rho_0}{\rho_r^0} = \frac{1}{15} z_r \approx 50. \quad (24)$$

Ультрарелятивистская компонента метагалактической среды доминирует, как видим, в динамике общего космологического расширения не только в условиях, когда она преобладает по плотности над веществом, но и в существенно более позднюю эпоху. Это определяет в свою очередь и специфику развития гравитационной неустойчивости в переходную эпоху $z_3 > z > z_4$. Решение Лифшица [3] неприменимо буквально (оно учитывает лишь одну из компонент среды), и можно ожидать, что присутствие ультрарелятивистского фона, не участвующего в гравитационной неустойчивости, должно замедлять развитие последней. Такой вывод получен в

работе [14] для картины потенциальных возмущений в результате численного решения задачи на основе решения (10) — (13) в случае $a_r = a_m$, когда это решение существенно упрощается [15].

5. Для картины исходных энтропийных возмущений такой эффект также, очевидно, должен иметь место, и ниже мы оценим (не ограничиваясь предположением $a_r = a_m$) величину контраста плотности и собственной скорости среды, достигаемых к моменту $z = z_1$. До этого момента, которому отвечает возраст мира

$$t_1 = 10^{-2} \left(\frac{\rho_r^0}{\rho_s} \right)^{3/2} t_0 \approx 10^{-3} t_0, \quad (25)$$

с хорошей точностью применимо, согласно сказанному выше, приближенное решение для динамики расширения

$$a(t) = (2a_1 ct)^{1/2}, \quad (26)$$

$$\rho_r = \frac{3}{32\pi G t^2}, \quad \rho_s = \rho_0 \left(\frac{\rho_r}{\rho_s^0} \right)^{2/3},$$

определяемое ультрарелятивистской компонентой среды. Что же касается возмущений, то, по методу [16], их поведение можно изучить, считая область возмущения однородной сферой радиуса $R(M, t)$ в которой плотность вещества отличается от средней на малую величину $\delta\rho(M, t) \ll \rho(t)$. Временное поведение возмущений, которым мы интересуемся, в линейном приближении по $\delta\rho/\rho$ не зависит, как известно, от геометрии области возмущения, так что результат, полученный применением этого простого приема, справедлив и в общем случае.

Уравнение для изменения со временем радиуса сферы $R(M, t)$, то есть уравнение движения, определяется при $z < z_1$ одной лишь гравитацией; оно учитывает только гравитирующую массу, заключенную в объеме области возмущения, M_G , и имеет ньютоновский вид

$$\ddot{R}(M, t) = -\frac{GM_G}{R^2} = -\frac{4\pi}{3} G[\rho(M, t) + 2p_r] R(M, t), \quad (27)$$

где плотность энергии ультрарелятивистской компоненты входит удвоенной, так как эффективная гравитирующая масса M_G и плотность, $\rho_{eff} = \rho_r + 3p_r/c^2$, определяются не только плотностью, но и давлением $p_r = \rho_r c^2/3$. В возмущениях, размер которых меньше расстояния до горизонта (что во всяком случае справедливо для масштабов галактик и скоплений), ультрарелятивистская компонента остается невозмущенной, так что ее плотность ρ_r изменяется в (27) по соотношению (26) при $z > z_1$.

Варьируя в (27) плотность и радиус, а затем исключая невозмущенные величины, находим

$$\delta \dot{R} = -\frac{G\delta M}{R^2} - \frac{G\delta M_r}{R^2} + \frac{2G(M + M_r)}{R^2} \frac{\delta R}{R}. \quad (28)$$

Здесь

$$\frac{\delta M_r}{M_r} = 3 \frac{\delta R}{R}, \quad M_r = \frac{8\pi}{3} \rho_r R^3. \quad (29)$$

Величина δM связана с исходным контрастом плотности в первичном энтропийном возмущении:

$$b = \frac{\delta M}{M}. \quad (30)$$

Учитывая, что невозмущенный радиус $R \sim t^{1/2}$ (см. (26)), имеем

$$\delta \dot{R} = -\frac{GMb}{R^2(z_1)} \frac{t_1}{t} - \frac{1}{4} \frac{\delta \dot{R}}{R}. \quad (31)$$

Интегрирование дает решение

$$\delta R = A \left(\frac{t}{t_1} \right)^{1/2} + B \left(\frac{t}{t_1} \right)^{1/2} \ln \left(\frac{t}{t_1} \right) - C \left(\frac{t}{t_1} \right), \quad (32)$$

где

$$C = 4 \frac{GMbt_1^2}{R^2(z_1)}, \quad (33)$$

а константы A и B находятся из условий для радиуса шара и его производной по времени при $z = z_1$:

$$\begin{aligned} \delta R &= \delta R(z_1), \\ \delta \dot{R} &= v(z_1). \end{aligned} \quad (34)$$

Значение величин $\delta R(z_1)$ и $v(z_1)$ для „некомпенсированных“ энтропийных возмущений можно оценить по формулам (5), (6). Так как для галактик и скоплений масса $M \ll M_*$, возмущения радиуса и скорости, соответствующие вторичным адиабатическим возмущениям, таковы, что относительные величины $\delta R/R$ и v_A/R малы по сравнению с b при $z > z_1$, когда применимы формулы (5), (6). При $z_1 > z > z_2$ вторичные адиабатические возмущения имеют характер акустических колебаний с той же амплитудой δR и v , а при $z_2 > z > z_3$ действует трение об излучение, уменьшающее эти величины в масштабах [17]

$$M < M_D \simeq 5 \cdot 10^{12} \Omega^{-1/2} M_\odot. \quad (35)$$

При $\Omega = 0.1$ последнее условие выполняется для галактик и даже скоплений. Поэтому при $z = z_2$ во всяком случае $\delta R/R \ll b$, $vt/R \ll b$, и с достаточной точностью можно считать в (34), что $\delta R(z_2) = v(z_2) = 0$. С не меньшей точностью последнее применимо, очевидно, и к „компенсированным“ энтропийным возмущениям. Тогда

$$A \simeq C, \quad B \simeq \frac{1}{2} C. \quad (36)$$

Из (32), (35) находим поведение относительного возмущения плотности

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = b - 3 \frac{\delta R}{R} = b + \frac{3C}{R} \left(\frac{t}{t_2} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{t}{t_2} \right)^{1/2} - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{t}{t_2} \right) - 1 \right] \quad (37)$$

и скорости

$$v = \delta \dot{R} = \frac{C}{t_2} \left[\left(\frac{t}{t_2} \right)^{-1/2} \left(1 + \frac{1}{4} \ln \frac{t}{t_2} \right) - 1 \right]. \quad (38)$$

Из (38) следует, что скорость, равная нулю при $t = t_2$, далее растет по абсолютной величине и при $t \gg t_2$ выходит на постоянное значение

$$v(z_2) = \frac{C}{t_2} = 4 \frac{GM_{t_2}}{R^2(z_2)} b = 4 \frac{GM_{t_2}}{R^2(z_2)} b \simeq \frac{2}{3} v_H(z_2) b. \quad (39)$$

Здесь $v_H(z_2)$ — хаббловская скорость при $z = z_2$; учтено также, что (при $\Omega = 0.1$, $\gamma = 1$, $h = 1$)

$$\frac{t_1}{t_2} = \left(\frac{1+z_2}{1+z_4} \right)^2 \simeq 100, \quad (40)$$

и для $t > t_2$, $z < z_2$ использовано космологическое решение без учета излучения:

$$R \sim t^{2/3}, \quad \rho \sim t^{-2}, \quad z \leq z_2. \quad (41)$$

Как видно из (37) и (40), контраст плотности возрастает за время от z_2 до z_1 приблизительно на порядок. Это заметно более медленный рост, чем по закону [3] $\delta \rho/\rho \sim (1+z)$, справедливому в отсутствие фона ультрарелятивистской компоненты метагалактической среды. Из сопоставления величин $(\delta \rho/\rho)_2$ и $(\delta \rho/\rho)_{z_1}$ следует, в частности, что к моменту $z = z_1$ скорость собственных движений среды, порождаемых гравитационной неустойчивостью, не успевает еще достичь значения $v \simeq v_H(t_2/\gamma)$, характерного для растущих потенциальных возмущений:

$$v \approx 0.1 v_{cl} \frac{\delta \rho}{\rho}, \quad z = z_0 \quad (42)$$

6. Дальнейшее развитие возмущений в эпоху, когда роль ультрарелятивистской компоненты среды становится несущественной, $z < z_0$, происходит по закону [18]:

$$\begin{aligned} \frac{\delta \rho}{\rho} &= A_1 t^{2.3} + A_2 t^{-1}, \\ v &= B_1 t^{1.3} + A_2 t^{-4.3}, \end{aligned} \quad (43)$$

где константы A, B определяются из условий при $z = z_0$. Соотношения (43) применимы, пока космологическое расширение еще можно считать параболическим, то есть при $z < z_0$ ($\eta = 1$) $\simeq 4\Omega^{-1}$ (см. (16)). Затем усиление малых возмущений замедляется и, наконец, полностью прекращается [3], когда расширение переходит в инерциальный режим:

$$R \sim t, \quad \rho \sim t^{-3}, \quad z < 0.4 \Omega^{-1}. \quad (44)$$

Следовательно, еще до этого должны быть достигнуты немалые значения локальной скорости возмущений, близкие к величине хаббловской скорости в том же масштабе и сравнимые с единицей значения относительной неоднородности плотности. Усиление возмущений до этого уровня переводит их эволюцию в нелинейный режим, для которого характерно прежде всего возникновение разрывных гидродинамических потоков массы в масштабах галактик и скоплений.

В следующей работе этого цикла мы проанализируем некоторые черты нелинейной стадии развития энтропийных возмущений и кратко обсудим на этой основе возможную космогоническую схему, в которой первичным энтропийным возмущениям принадлежит ведущая роль.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

THE EVOLUTION OF ENTROPY PERTURBATIONS AT THE POST-RECOMBINATION EPOCH. I. THE LINEAR STAGE

A. S. ZENTSOVA, A. D. CHERNIN

The linear stage of the evolution of primordial entropy perturbations is studied at the transitional epoch just after recombination when gravitational effect of the ultrarelativistic component of the cosmic medium is still essential.

* Малым изменением величин в промежутке $z_0 > z > z_1$ можно пренебречь.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Пиблс, Физическая космология, Мир, М., 1975.
2. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Структура и эволюция Вселенной, Наука, М., 1976.
3. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ, 16, 587, 1946.
4. А. Э. Гуревич, А. Д. Черним, Введение в космологию, Наука, М., 1978.
5. Л. М. Озерной, А. Д. Черним, Астрон. ж., 44, 1131, 1967; 45, 1137, 1968.
6. А. Э. Гуревич, Вопросы космологии, 2, 151, 1954.
7. Я. Б. Зельдович, УФН, 89, 647, 1966.
8. Ю. Н. Парийский, Э. Е. Петров, А. Н. Чертков, Письма АЖ, 3, 483, 1977.
9. А. С. Зенцова, А. Д. Черним, Письма АЖ, 3, 488, 1977.
10. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, Препринт ИПМ, № 110, 1977.
11. Г. В. Чибисов, Астрон. ж., 49, 74, 286, 1972.
12. Ya. B. Zeldovich, R. A. Sunyaev, Astrophys. Space Sci., 4, 301, 1969; 6, 348, 1970.
13. А. Д. Черним, Астрон. ж., 42, 1124, 1965.
14. M. Goult, Ya. B. Zeldovich, Astron. Astrophys., 9, 227, 1970.
15. A. D. Chernin, Nature, 220, 250, 1968.
16. Ya. B. Zeldovich, Adv. Astron. Astrophys., 3, 241, 1965.
17. Г. В. Чибисов, Диссертация, ФИАН, 1972.
18. А. П. Грищук, Я. Б. Зельдович, Астрон. ж., 55, 209, 1978.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.035.2

РАСЧЕТ СПЕКТРА ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ. II. ПЛОСКИЙ СЛОЙ КОНЕЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ

Д. И. НАГИРНЕР

Поступила 15 декабря 1978

Предлагается итерационный метод расчета спектра интегрального уравнения Фредгольма с ядром, зависящим от модуля разности аргументов и представимого в виде суперпозиции экспонент. Собственные функции выражены через вспомогательные функции, определяемые уравнением, которое удобно решать итерациями. На частных случаях ядер и предельных случаях соотношения между длиной промежутка интегрирования τ_0 и номером собственного числа показано, что уже нулевое приближение дает хорошую точность. Для асимптотически степенного ядра получены уравнения, описывающие асимптотическое поведение спектра при $\tau_0 \rightarrow \infty$. Произведен расчет для двух показателей степеней.

1. *Преобразование Лапласа собственной функции.* В этой второй части работы мы изучим решения уравнения

$$S_n(\tau, \tau_0) = \frac{\tau_0(\tau_0)}{2} \int_0^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|) S_n(\tau', \tau_0) d\tau', \quad (1)$$

где, как и в первой части [1],

$$K(\tau) = \int_0^{\tau_0} A(y) e^{-y\tau} dy. \quad (2)$$

Формулы из [1] мы, как правило, повторять не будем, а при ссылке будем ставить впереди номера формулы римскую цифру I.

Из симметричности ядра уравнения (1) следует, что с. ф. $S_n(\tau, \tau_0)$ либо четные, либо нечетные относительно середины промежутка $[0, \tau_0]$:

$$S_n(\tau_1 - \tau_0, \tau_0) = (-1)^n S_n(\tau_1, \tau_0). \quad (3)$$

Введем преобразование Лапласа от с. ф. $S_n(\tau, \tau_0)$ по конечному промежутку

$$\bar{S}_n(p, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} e^{-p\tau} S_n(\tau, \tau_0) d\tau. \quad (4)$$

Из свойства четности с. ф. (3) вытекает, что

$$\bar{S}_n(-p, \tau_0) = (-1)^n e^{-p\tau_0} \bar{S}_n(p, \tau_0). \quad (5)$$

Применим преобразование Лапласа на конечном промежутке $[0, \tau_0]$ к уравнению (1) и используем формулы (2) и (5). Тогда получим линейное уравнение для $\bar{S}_n(p, \tau_0)$

$$[1 - \lambda_n U(p)] \bar{S}_n(p, \tau_0) = -s_n(-p, \tau_0) - (-1)^n e^{-p\tau_0} s_n(p, \tau_0), \quad (6)$$

где введено обозначение

$$s_n(p, \tau_0) = \frac{\lambda_n(\tau_0)}{2} \int_a^b A(y) S_n(y, \tau_0) \frac{dy}{y+p}. \quad (7)$$

Уравнение (6) при p из промежутка $[a, b]$ является сингулярным интегральным уравнением не характеристического типа и не допускает точного аналитического решения в явном виде. Оно может быть регуляризовано, то есть сведено к уравнению Фредгольма методами теории сингулярных уравнений (см., например, [2, 3]). Однако линейные интегральные уравнения, встречающиеся в теории переноса, и, в частности, уравнение (6) являются специфическим типом уравнений, их можно рассматривать на всей комплексной плоскости p . Регуляризации уравнения (6) можно достичь без обращения к теории сингулярных уравнений. При этом нам понадобятся аналитические свойства функции $H(1/p, \lambda)$, изложенные в первой части работы [1]. Этот метод решения применим и при $\lambda < 1$, и к неоднородным уравнениям, нужно лишь, чтобы свободный член был аналитической функцией p .

В следующем разделе мы выразим с. ф. $S_n(\tau, \tau_0)$ через вспомогательную функцию $s_n(p, \tau_0)$, для которой будет получено несингулярное линейное интегральное уравнение.

2. Уравнения для вспомогательной функции. Множество с. ч. $\lambda_n(\tau_0)$ уравнения (1) лежит внутри промежутка $[1/V(0), \infty)$. При $\tau_0 \rightarrow \infty$ с. ч. сгущаются и при $\tau_0 = \infty$ заполняют весь промежуток. Положим, как и для непрерывного спектра в первой части,

$$i_n(\tau_0) = 1/V(u_n(\tau_0)). \quad (8)$$

С. ч. λ_n и величины u_n связаны однозначно.

Из уравнения (6), положив в нем $p = \pm iu_n$ и учтя (8), получим соотношение между значениями вспомогательной функции $s_n(\pm iu_n, \tau_0)$:

$$\begin{aligned} s_n(iu_n, \tau_0) &= (-1)^{n+1} e^{iu_n \tau_0} s_n(-iu_n, \tau_0) = \\ &= s_n^0(\tau_0) \exp \{i[u_n \tau_0 - \pi(n+1)/2]\}, \end{aligned} \quad (9)$$

где введена величина $s_n^0(\tau_0)$. Она определяется условием нормировки с. ф. (см. ниже) и ее можно считать вещественной.

Теперь выведем уравнение для $s_n(p, \tau_0)$. Для этого заменим в уравнении (6) p на $-p$, затем умножим его на $H(1/p, i_n)/p$ и напишем формулу Коши при $\text{Re } p > 0$ для функции $H(1/p, i_n) s_n(p, \tau_0)/p$, взяв в качестве контура интегрирования минимую ось с обходом полюсов H -функции справа:

$$\begin{aligned} \frac{1}{p} H\left(\frac{1}{p}, i_n\right) s_n(p, \tau_0) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} \frac{dp'}{p' - p} \left[\frac{p'}{p'^2 + u^2} \frac{\bar{s}_n(-p', \tau_0)}{H(-1/p', i_n)} + \right. \\ &\quad \left. + (-1)^n H(1/p', i_n) e^{ip' \tau_0} s_n(-p', \tau_0)/p' \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь использовано уравнение (6), а при написании первого слагаемого в квадратных скобках — соотношение (1.15). Легко убедиться, что интеграл от этого слагаемого равен нулю, так как подынтегральная функция регулярна в левой полуплоскости, включая минимую ось, то есть слева от контура интегрирования. Во втором же интеграле контур интегрирования деформируем к линии ветвления — отрезку вещественной оси $[-b, -a]$ взяв вычеты в полюсах H -функции. Пользуясь формулами (9), а также (1.5), (1.15) и (1.19), получим искомое уравнение

$$\begin{aligned} \frac{1}{p} H\left(\frac{1}{p}, i_n\right) s_n(p, \tau_0) &= \frac{C_0}{u_n} s_n^0 \frac{u_n \cos r_n + (-1)^{n+1} p \sin r_n}{u_n^2 + p^2} + \\ &+ (-1)^n \int_{-b}^{-a} \frac{R(y, i_n)}{H(1/y, i_n)} \frac{y}{y^2 + u_n^2} e^{-p y} s_n(y, \tau_0) \frac{dy}{y + p}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь введено обозначение

$$r_n = (-1)^{n+1} [u_n \tau_0 / 2 + u_n \tau_0(u_n) - \pi(n+1)/2], \quad (12)$$

$R(y, i)$, $\tau_0(u)$ и C_0 даются формулами (1.23), (1.21) и (1.20). Величину r_n можно выразить и через функцию $s_n(p, \tau_0)$. Для этого умножим

уравнение (11) на p и устремим p к бесконечности. Так как $H(0, 1) = 1$, а $s_n(\infty, \tau_0) = 0$, то

$$\sin r_n = \frac{u_n}{C_n} \frac{1}{s_n^0} \int_0^1 \frac{R(y, i_n)}{H(1/y, i_n)} \frac{y du}{y^2 + u_n^2} e^{-y^2} s_n(y, \tau_0). \quad (13)$$

При помощи (13) уравнение (11) можно записать в несколько другой форме, которая удобнее при больших p :

$$H\left(\frac{1}{p}, i_n\right) s_n(p, \tau_0) = C_0 s_n^0 \frac{p \cos r_n - (-1)^{n+1} u_n \sin r_n}{p^2 + u_n^2} - (-1)^n \int_0^1 \frac{R(y, i_n)}{H(1/y, i_n)} \frac{y^2}{y^2 + u_n^2} e^{-y^2} s_n(y, \tau_0) \frac{dy}{y + p}. \quad (14)$$

Уравнения (11) (или (14)) и (12) полностью определяют с. ч. и вспомогательные функции $s_n(y, \tau_0)$. Для их решения можно применить итерации. Из (13) по s_n находим r_n , затем из (12) по r_n определяем u_n , а из (11) получаем следующее приближение для s_n . Итерационные процедуры для каждого n выполняются независимо. В качестве начального приближения можно взять $s_n = 0$.

Найдя u_n , а значит i_n и $s_n(y, \tau_0)$, можно вычислить и с. ф. Действительно, напомним формулу обращения преобразования Лапласа и подставим вместо $\bar{S}_n$ его выражение из (6),

$$S_n(\tau, \tau_0) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-l\infty}^{l\infty} \bar{S}_n(p, \tau_0) e^{p\tau} dp = -\frac{1}{2\pi i} \int_{-l\infty}^{l\infty} \frac{dp}{1 - i_n U(p)} [e^{p\tau} s_n(-p, \tau_0) + (-1)^n e^{i_n(\tau-1)} s_n(p, \tau_0)]. \quad (15)$$

В силу соотношения (9) подынтегральная функция во втором интеграле в (15) непрерывна на мнимой осн. Деформируем контур интегрирования. Для первого слагаемого в квадратных скобках преобразуем контур налево к линии ветвления функции $\bar{U}(p)$ — отрезку $[-b, -a]$, а для второго слагаемого — направо, к линии ветвления $[a, b]$. Такие преобразования контура законны при $0 \leq \tau \leq \tau_0$. У одного из слагаемых надо взять вычеты в полюсах $\pm iu_n$. Приняв во внимание соотношение (9), получим

$$S_n(\tau, \tau_0) = s_n^0 \frac{C_0^2}{u_n} \sin \left[u_n \left(\tau - \frac{\tau_0}{2} \right) + \pi \frac{n+1}{2} \right] - \\ - \int_0^{\frac{1}{2}} R(y, \lambda_n) s_n(y, \tau_0) [e^{-y^2} + (-1)^n e^{-y^2 - u_n^2}] dy. \quad (16)$$

Для $S_n(0, \tau_0)$, кроме следующего из (16), можно получить и другое выражение. Для этого умножим (14) на p и устремим затем p к бесконечности. Учтя, что $ps_n(p, \tau_0) \rightarrow S_n(0, \tau_0)$ при $p \rightarrow \infty$, найдем

$$S_n(0, \tau_0) = C_0 s_n^0 \cos \tau_n - (-1)^n \int_0^{\frac{1}{2}} \frac{R(y, \lambda_n)}{H(1/y, \lambda_n)} \frac{y^2}{y^2 + u_n^2} e^{-y^2} s_n(y, \tau_0) dy. \quad (17)$$

Из полученных уравнений определяются лишь $s_n(p, \tau_0)/s_n^0$ и $S_n(\tau, \tau_0)/s_n^0$. Множитель $s_n^0(\tau_0)$, как уже говорилось, необходимо найти из условия нормировки.

Теперь обсудим полученные результаты и рассмотрим частные случаи.

3. *Обсуждение результатов. Частные случаи.* Уравнения (11), (12), (13) и (16) для ядра — интегро-экспоненциальной функции

$$K(\tau) = E_1(\tau) = \int_0^{\infty} e^{-y^2} dy y \quad (18)$$

были получены методом Кейза в связи с задачей критичности теории переноса нейтронов (см. [4]). При этом уравнения и соотношения, введенные для $0 < \lambda \leq 1$, формально распространялись на $\lambda > 1$. Как уже отмечалось в первой части [1], это возможно не для всех ядер вида (2), хотя для λ на спектре уравнения во всех случаях похожи. Наш вывод основан на применении традиционного для ленинградской школы теории переноса излучения метода преобразования Лапласа [5, 6].

Обычно с. ч. и с. ф. линейных уравнений рассчитывают при помощи вариационных методов (см., например, [7, 8]). При этом, как правило, с ростом номера с. ч. n расчеты становятся все труднее, а точность их снижается. Поэтому большое значение имеют асимптотические формулы при $n \rightarrow \infty$. Когда в уравнении (1) τ_0 велико, с. ч. с близкими номерами мало отличаются и важно знать их асимптотики при $\tau_0 \rightarrow \infty$. Обзор асимптотических результатов для спектра уравнения с разностным ядром дается в [9].

Для уравнения (1) с ядром вида (2), как мы видим, оказалось возможным предложить способ точного расчета спектра, например, методом последовательных приближений. При этом уже начальное приближение

дает хорошие асимптотические результаты. В этом приближении λ_n (через u_n) определяется уравнением

$$u_n(\tau_0)[\tau_0 + 2\tau_*(u_n(\tau_0))] = \pi(n+1). \quad (19)$$

В этом же приближении $S_n(\tau, \tau_0)$ равно внеинтегральному члену в (16). Для того, чтобы продемонстрировать хорошую точность начального приближения, рассмотрим частные случаи ядер и предельные соотношения между τ_0 и n .

а) Для $K(\tau) = e^{-a\tau}$ функции $V(u) = 1/(1+u^2)$, $\tau_* = \arctg u/u$, а уравнение (19) является точным при всех τ_0 и n [5]. Это ядро описывает монохроматическое рассеяние в одномерной среде.

б) При $a > 0$ и $\tau_0 \rightarrow \infty$ уравнение (19) дает λ_n с погрешностью порядка $e^{-a\tau_0}$. С той же точностью с. ф. $S_n(\tau, \tau_0)$ можно принять равной внеинтегральному слагаемому в (16). Как видно из уравнений (11) и (13), величина $e^{-a\tau_0}$ определяет и скорость сходимости итераций.

в) Если $n \gg 1 + \tau_0$ (τ_0 — любое), то из (19) следует, что

$$\lambda_n \sim 1/V(\pi(n+1)/\tau_0), \quad (20)$$

что показано в [10].

г) Если при $u \rightarrow +0$ выполняется $1 - V(u) = V_0 u^2 + O(u^{3+})$, где V_0 и $\delta > 0$ — постоянные, то, как легко заметить из формулы (1.21), $\tau_*(0)$ — конечное число

$$\tau_*(0) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \ln \frac{V_0 u^2}{1 - V(u)} \frac{du}{u^2} = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \left[\frac{2}{u} + \frac{V'(u)}{1 - V(u)} \right] \frac{du}{u}. \quad (21)$$

Тогда из (19) следует, что при $\tau_0 \gg n+1$ и любых n

$$\lambda_n - 1 \sim V_0 \left[\pi \frac{n+1}{\tau_0 + 2\tau_*(0)} \right]^2 \sim V_0 \left(\pi \frac{n+1}{\tau_0} \right)^2 \left[1 - 4 \frac{\tau_*(0)}{\tau_0} \right]. \quad (22)$$

Такое представление λ_n было получено в [11]. В частности, для ядра (18) $V(u) = \arctg u/u$, а $\tau_*(0) = 0.710446\dots$ — постоянная Хопфа [4–6].

Более подробно рассмотрим случай, представляющий интерес для теории рассеяния в спектральной линии. Для него были получены асимптотики основных функций и в первой части [1], которыми мы здесь и воспользуемся.

4. Асимптотики при $\tau_0 \rightarrow \infty$. Пусть теперь при $u \rightarrow +0$,

$$1 - V(u) \sim V_0(u) u^\gamma, \quad (23)$$

где $0 < \gamma < 1$, а $V_0(u)$ — медленно меняющаяся функция. Если $\tau_0 \rightarrow \infty$, а n зафиксировано, то $u_n \tau_0$ стремится к конечной величине, обозначим ее v_n . Примем $a = 0$, $b = \infty$, а $A(y)$ и остальные функции равными своим асимптотикам при $u \rightarrow +0$ (см. (1.40) — (1.45)). Подставив эти асимптотики в уравнения (11), (13) и (16), получим, что $s_n(u_n t, \tau_0) \sim s_n^0(\tau_0) s_n^*(t)$, а величины v_n и $s_n^*(t)$ определяются уравнениями

$$v_n = \pi(2n + 1 + \gamma)/2 - 2(-1)^n r_n, \quad (24)$$

$$r_n = \arcsin \left[\sqrt{\gamma} \int_0^\infty f(t) s_n^0(t) e^{-v_n t} dt / h_1(t) \right], \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \frac{h_1(t)}{\sqrt{1+t^2}} s_n^*(t) &= \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \frac{\cos r_n + (-1)^{n+1} t \sin r_n}{1+t^2} + \\ &+ (-1)^n \int_0^\infty f(t') s_n^0(t') e^{-v_n t'} dt' h_1(t')(t'+t), \end{aligned} \quad (26)$$

где в согласии с (1.46)

$$f(t) = \frac{\sin \pi \gamma}{\pi} \frac{t^{2\gamma}}{\sqrt{1+t^2} (1+t^{4\gamma} - 2 \cos \pi \gamma t^{2\gamma})}. \quad (27)$$

Асимптотика с. ф. $S_n(\tau, \tau_0)$ имеет вид

$$\begin{aligned} S_n(\tau, \tau_0) &\sim s_n^0(\tau_0) \frac{u_n^{1-\gamma}}{V_0} \left\{ \frac{1}{\gamma} \sin \left[v_n \left(\tau - \frac{1}{2} \right) + \pi \frac{n+1}{2} \right] - \right. \\ &\left. - \int_0^\infty f(t) \sqrt{1+t^2} s_n^0(t) dt \left[e^{-v_n \tau} + (-1)^n e^{-v_n (1-\frac{1}{2}) \tau} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (28)$$

причем через τ обозначено τ/τ_0 . Величина $S_n(0, \tau_0)$ имеет более высокий порядок малости. Действительно, из (17) следует, что

$$S_n(0, \tau_0) \sim s_n^0(\tau_0) u_n^{1-\gamma} M / \sqrt{\gamma V_0}, \quad (29)$$

где

$$M = \cos r_n - (-1)^n \sqrt{\gamma} \int_0^\infty f(t) e^{-v_n t} dt s_n^0(t) / h_1(t). \quad (30)$$

Если же исходить из формулы (28), то, используя формулы (1.47), (1.48) и (1.49), легко показать, что в этом приближении $S_n(0, \tau_0) = S_n(\tau_0, \tau_0) = 0$.

Итак, асимптотика $i_n(\tau_0)$ при $\tau_0 \gg n+1$ дается формулой

$$i_n - 1 \sim V_0 (1/\tau_0) v_n^{2l} \tau_0^{-2l}. \quad (31)$$

Постоянную нормировки $s_n^0(\tau_0)$ также можно просто выразить через $s_n^0(t)$. Легче всего это сделать следующим образом. Продифференцировав (1) по τ_0 , получим неоднородное уравнение для $\partial S_n(\tau, \tau_0)/\partial \tau_0$. Так как решение этого уравнения существует, а i_n принадлежит спектру, то свободный член указанного уравнения должен быть ортогонален с. ф., то есть

$$\frac{1}{i_n} \frac{\partial s_n}{\partial \tau_0} \left\{ S_n^2(\tau, \tau_0) d\tau + S_n^2(0, \tau_0) \right\} = 0. \quad (32)$$

Приравняв интеграл в (32) единице и подставив туда соотношение (31), получим

$$S_n(0, \tau_0) \sim \sqrt{2\gamma V_0} v_n^{2l} \tau_0^{-l-1/2}. \quad (33)$$

Сравнив это с (29), найдем

$$s_n^0(\tau_0) \sim \sqrt{2\gamma V_0} v_n^{2l-1} \tau_0^{-2l-1/2} / M. \quad (34)$$

Таким образом, нормированная с. ф. имеет асимптотику

$$S_n(\tau, \tau_0) \sim \sqrt{\frac{2}{\tau_0}} \frac{1}{M} \left\{ \sin \left[v_n \left(\xi - \frac{1}{2} \right) + \pi \frac{n+1}{2} \right] - \right. \\ \left. - \gamma \int_0^\infty f(t) \sqrt{1+t^2} s_n^0(t) dt \left[e^{-v_n \xi} + (-1)^n e^{-v_n(1-\xi)} \right] \right\}. \quad (35)$$

В качестве нулевого приближения в (31), (33) и (34) для v_n можно взять формулу (24) с $r_n = 0$, то есть $v_n = \pi(2n+1+\gamma)/2$ и положить $M=1$.

При $0 < \gamma < 1/2$ в связи с задачей о высвечивании слоя плазмы в резонансной линии асимптотику i_n при $\tau_0 \rightarrow \infty$ изучал Холстейн [12]. Он получил правильную функциональную форму зависимости $i_n - 1$ от τ_0 , а численные коэффициенты для $\gamma = 1/6, 1/4$ и $1/2$ нашел вариационным методом. При любых γ Вайдом [13] вывел функциональную форму стремления i_n к 1 и указал ядро K^* , с. ч. которого (зависящие от γ и l , но не от τ_0 и V_0) определяют числовые множители.

Ван Триггом было упрощено выражение для ядра K^* и предложено для нахождения его спектра разлагать с. ф. по полиномам Якоби [14]. Им же для $\gamma = 1/4$ и $1/2$ и $n = 0, 1, 2, 3, 4$ были произведены расчеты. Обсуждение этих результатов и их физическая интерпретация содержатся в [15].

Уравнения (24), (25) и (26) дают новый способ изхождения с. ч. и с. ф. ядра K^* . Мы численно решили эти уравнения для $\gamma = 1/4$ и $1/2$. В табл. 1 приводятся значения v_n и M в зависимости от номера итерации m . Как видно из этой таблицы, сходимость итераций очень быстрая, а начальное приближение при $n=0$ имеет погрешность, равную для $\gamma = 1/4$ и $1/2$ соответственно 4.3 и 1.8 %. Для коэффициента при τ_0^{-2n} в формуле (31) относительные ошибки будут равны 2.1 и 1.8 %. Ошибка начального приближения для этого коэффициента убывает как $n^{-2(1+\gamma)}$.

Таблица 1

ВЕЛИЧИНЫ v_n И M В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НОМЕРА ИТЕРАЦИИ m

$\gamma = 1/2$		v_n			M		
$n \backslash m$		0	1	2, ∞	0	1	2, ∞
0		2.35619	2.31725	2.31555	1.0	0.98938	0.98921
1		5.49779	5.50971	5.50951	1.0	1.00166	1.00165
2		8.63938	8.63366	8.63360	1.0	0.99941	0.99943
3		11.78097	11.78432	11.78429	1.0	1.00025	1.00025
4		14.92257	14.92037	14.92035	1.0	0.99987	0.99987
5		18.06416	18.06571	18.06571	1.0	1.00008	1.00008

$\gamma = 1/4$		0	1	∞	0	1	∞
0		1.96350	1.88957	1.88244	1.0	0.98041	0.97956
1		5.10509	5.13095	5.12985	1.0	1.00301	1.00295
2		8.21668	8.23273	8.23223	1.0	0.99884	0.99882
3		11.38827	11.39728	11.39703	1.0	1.00053	1.00052
4		14.52987	14.52344	14.52328	1.0	0.99968	0.99968
5		17.67146	17.67633	17.67622	1.0	1.00019	1.00019

Рассмотренные в разделах 3 и 4 частные случаи показывают, что при $\tau_0 \gg n+1$ и $n \gg \tau_0+1$ для нахождения с. ч. с хорошей точностью можно использовать уравнение начального приближения (19). При $\tau_0 \gg 1$ и произвольном соотношении между n и τ_0 уравнение (19) является интерполяционным между двумя предельными случаями и

также должно давать неплохие результаты, но его тогда необходимо решать численно. Заметим, что для написания асимптотического уравнения (19) выполнения условия (2) не требуется.

Произведенные нами вычисления асимптотик и хорошая точность начального приближения, а также опыт расчетов для ядра (18) [4] позволяют надеяться, что предложенный способ расчета спектра уравнений вида (1) окажется достаточно эффективным.

В заключение заметим следующее. Как известно, задача о свечении шара оптического радиуса τ_0 сводится к задаче о слое толщиной $2\tau_0$, причем надо брать нечетные решения (см., например, [16]). Поэтому все наши уравнения могут быть применены для расчета спектра для шара. Например, чтобы получить уравнение начального приближения для шара радиуса τ_0 , надо в (19) заменить τ_0 на $2\tau_0$, а n брать только нечетные. Задача о свечении цилиндра сводится к плоской лишь в асимптотической области. Метод получения асимптотических результатов для цилиндра излагается в [4]. Пользуясь этим методом, легко показать, что аналогом уравнения (19) для бесконечного цилиндра оптического радиуса τ_0 служит

$$u_n(\tau_0) [\tau_0 + \tau_r(u_n(\tau_0))] = \pi(n + 3/4). \quad (36)$$

Ленинградский государственный
университет

THE CALCULATION OF THE SPECTRUM OF THE INTEGRAL EQUATION OF RADIATIVE TRANSFER. II. THE PLANE LAYER OF FINITE OPTICAL THICKNESS

D. I. NAGIRNER

An iterative method is proposed for the calculation of the spectrum of Fredholm integral equation with symmetrical displacement kernel which is a superposition of exponentials. The eigenfunctions are expressed in terms of auxiliary functions. These functions are solutions of equations that can be solved iteratively. Several particular forms of the kernel are considered with special attention to limiting cases of the relation between the length of integration range τ_0 and number of eigenvalue. It is found that even the zeroth approximation gives a good accuracy. For the kernels with a power decrease at infinity the equations are found that describe the asymptotic behaviour of the spectrum under the assumption that $\tau_0 \rightarrow \infty$. Numerical data are given for two particular values of the exponent of the power decrease of the kernel.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. И. Назирнер, *Астрофизика*, 15, 229, 1979.
2. Ф. Д. Гохов, *Краевые задачи*, Наука, М., 1977.
3. Н. И. Мусхелишвили, *Сингулярные интегральные уравнения*, Наука, М., 1968.
4. К. Кейс, П. Цвайфель, *Линейная теория переноса*, Мир, М., 1972.
5. В. В. Соболев, *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*, ГИТТЛ, М., 1956.
6. В. В. Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
7. С. Г. Михлин, *Вариационные методы в математической физике*, Наука, М., 1970.
8. С. Гулд, *Вариационные методы в задачах о собственных значениях*, Мир, М., 1970.
9. П. П. Забрейко и др., *Интегральные уравнения*, Наука, М., 1968.
10. H. Widom, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 109, 278, 1963.
11. H. Widom, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 88, 491, 1958.
12. T. Holstein, *Phys. Rev.*, 72, 1212; 83, 1159, 1951.
13. H. Widom, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 98, 430, 1961.
14. C. van Trigt, *Phys. Rev.*, 181, 97, 1969.
15. А. М. Дыхне, А. П. Напартович, *Перенос резонансного излучения в неоднородной плазме*, ИАЭ—2026, М., 1970.
16. Д. И. Назирнер, *Астрофизика*, 8, 353, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 533.9.01.1

ВРАЩАЮЩИЕСЯ СВЕРХПЛОТНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ С УЧЕТОМ ПИОНИЗАЦИИ ВЕЩЕСТВА

Г. Г. АРУТЮНЯН, В. В. ПАПОЯН, А. В. САРКИСЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Поступила 5 июля 1978

Пересмотрена 20 декабря 1978

В работе подсчитаны параметры вращающихся сверхплотных конфигураций с новым уравнением состояния вещества, учитывающим эффект пионизации.

На сегодняшний день накопилось достаточно оснований для того, чтобы с известной долей уверенности высказать утверждение о наличии π -конденсата в ядрах тяжелых элементов и в сплошной ядерной материи. Возникшая в связи с этим необходимость уточнений в уравнениях, описывающих состояние сверхплотного вещества, частично стимулировала работу [1], в которой весьма последовательно учтен эффект пионизации и найдена еще одна возможная модель состояния вещества вырожденной плазмы. С этой точки зрения нам кажется оправданной цель настоящей статьи — определение параметров вращающихся сверхплотных небесных тел на основе полученного в [1] нового уравнения состояния. При этом используется предложенный в [2] метод расчета.

1. Уравнения равновесных вращающихся конфигураций. Метрика стационарно вращающейся конфигурации выбрана в виде [2]

$$-ds^2 = e^{\lambda} dR^2 + e^{\nu} (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) + 2\omega e^{\nu} \sin^2 \theta d\varphi dt + \\ + (e^{\mu} e^{\nu} \sin^2 \theta - e^{\lambda}) dt^2,$$

где λ , μ , ν , ω — функции R , θ и Ω .

В качестве независимых уравнений Эйнштейна, определяющих искомые функции, взяты

$$\begin{aligned} G_1^1 - G_0^0 &= 8\pi (T_1^1 - T_0^0), & G_2^1 &= 0, \\ G_2^2 - G_3^3 &= 8\pi (T_2^2 - T_3^3), & G_3^0 &= 8\pi T_3^0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$M(R, \theta) = 2 \int \frac{dP}{P + p} = -v - \ln |1 - e^{i\omega} (\omega + \Omega)^2 \sin^2 \theta| + \text{const.}$$

Эта система уравнений допускает разделение переменных в приближении $\beta = \Omega^2 / 8\pi G \rho_c$ (Ω — угловая скорость вращения, ρ_c — центральная плотность), если решения искать в виде разложений по полиномам Лежандра. Компоненты метрического тензора, а также давление, плотность и функция $M(R, \theta)$ представляются в виде

$$\begin{aligned} e^1 &= e^{-\lambda} [1 + \beta f(R, \theta)], & M(R, \theta) &= m(R) + \beta N(R, \theta), \\ e^2 &= e^{-\lambda} [1 + \beta \Phi(R, \theta)], & P &= P_0 + \beta p, & \rho &= \rho_0 + \beta \rho', \\ e^3 &= R^2 [1 + \beta U(R, \theta)], & \omega &= \sqrt{\beta} q(R), \end{aligned}$$

где f , Φ , U и q — неизвестные функции, а $e^{-\lambda}$, e^{λ} , m , P_0 , ρ_0 — величины нулевого приближения, соответствующие статической задаче.

Вне распределения масс уравнения Эйнштейна в приближении β интегрируются аналитически, а внутренняя задача решается численным интегрированием. Сшивка этих решений позволяет определить постоянные интегрирования и параметры, характеризующие рассматриваемые конфигурации.

2. Уравнение состояния вещества. В работе [1] получено уравнение состояния вырожденной сверхплотной плазмы с учетом отрицательного π -конденсата в тяжелых ядрах, которое может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned} P &\leq 4.0816 \cdot 10^{-13}, & \rho &= 0.1538 P^{3/5}; \\ 4.0816 \cdot 10^{-13} &< P < 1.2882 \cdot 10^{-6}, & \rho &= 11.2383 P^{3/4} |1 + \\ &+ 33.84 P^{1/4} - 2905.57 P^{1/2} + 9.5245 \cdot 10^4 P^{1/4}|]; \\ 1.2882 \cdot 10^{-6} &< P < 3.1491 \cdot 10^{-2}, & \rho &= 0.4965; \\ 3.1491 \cdot 10^{-2} &\leq P < 3.1491, & \rho &= 19.7632 \cdot P^{0.85}; \\ 3.1491 &\leq P < 52.4017, & \rho &= 52.4017; \\ 52.4017 &< P, & \rho &= P. \end{aligned}$$

3. *Результаты численного интегрирования.* Система уравнений (1) была численно проинтегрирована на ЭВМ ES-1020 для ряда конфигураций белых карликов и барионных звезд с центральными давлениями от $P \sim 10^{-11}$ до ∞ . Значения интегральных параметров представлены в табл. 1. В первом столбце таблицы приводятся значения центрального давления в единицах CGS. Масса вращающейся конфигурации M , масса соответствующей сферической конфигурации M_0 (в единицах массы Солнца), экваториальный R_+ и полярный радиусы R_- , радиус сферической конфигурации R_0 (в км), момент инерции I и квадрупольный момент D , а также минимальный период вращения $T_{\min}$ приводятся в последующих столбцах таблицы. Эти интегральные параметры вычислены по следующим формулам:

$$M = \left[M_0 - \frac{\beta}{2} A_0 \right], \quad M_0 = u(R_0),$$

$$I = -\frac{c_1}{2 \sqrt{2\rho_c}}, \quad D = -\beta \left(A_2 + \frac{c_1^2}{2M_0} \right),$$

$$R_+ = R_0 + \beta(d_0 - 0.5 d_2), \quad R_- = R_0 + \beta(d_0 + d_2),$$

где A_0 , c_1 , A_2 , d_0 и d_2 — постоянные интегрирования, определяемые сшивкой внешних и внутренних решений на границе конфигурации,

$$R = R_0 + \beta \sum_{n=2}^{\infty} P_n(\cos \theta) d_n.$$

Параметры вращающихся конфигураций рассчитаны для максимального без истечения вещества с экватора значения угловой скорости вращения $\Omega_{\max}$. Для наглядности наиболее интересная часть полученных результатов представлена на рис. 1 в виде зависимости массы барионных конфигураций от центрального давления (такая же кривая для белых карликов не приводится ввиду малого различия масс вращающихся и статических звезд с одинаковыми центральными давлениями). Как видно из рисунка, наибольшее различие в массах (порядка 38%) имеет место для значения параметра $\eta = 1.365$ ($\eta = \arctg \lg P_{33}$, где $P_{33} = P \cdot 10^{-33}$).

Численные значения интегральных параметров имеет смысл сравнить с результатами аналогичных расчетов, выполненных с использованием уравнения состояния сверхплотного вещества без учета эффекта пионизации [3]. В табл. 2 приводятся значения масс и радиусов четырех статических и вращающихся конфигураций, являющихся экстремальными точками кривой $(M - \eta)$, с учетом и без учета эффекта пионизации.

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВРАЩАЮЩИХСЯ И СТАТИЧЕСКИХ СВЕРХПЛОТНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

P (эрг/см ³)	$M/M_{\odot}$	$M_0/M_{\odot}$	R (км)	$R_{\perp}$ (км)	R_0 (км)	I_{44} (г·см ²)	$\bar{D}_{44}$ (г·см ²)	$T_{\min}$ (с)
$6.465 \cdot 10^{33}$	0.9377	0.9375	8896.43	7060.36	7574.18	$3.06 \cdot 10^4$	592	17.025
$6.465 \cdot 10^{34}$	1.0621	1.0618	6553.86	5230.27	5566.86	$1.49 \cdot 10^4$	288	10.21
$6.465 \cdot 10^{35}$	1.0479	1.0477	4412.68	3547.76	3739.28	$4.47 \cdot 10^3$	55	17.94
$6.465 \cdot 10^{36}$	0.9438	0.9435	2767.75	2232.54	2340.23	1421	37	55.83
$6.465 \cdot 10^{37}$	0.9370	0.9366	1648.72	1531.86	1393.29	480	11.35	11.36
$6.465 \cdot 10^{38}$	0.8743	0.8739	958.9	777.69	808.98	120	4.001	2.117
$6.465 \cdot 10^{39}$	0.6956	0.6949	736.19	650.68	671.57	33.19	1.842	0.547
$6.465 \cdot 10^{40}$	0.6519	0.6515	748.42	607.58	630.34	21.56	1.407	0.511
$6.465 \cdot 10^{41}$	0.6265	0.6261	642.39	522.46	540.9	22.64	1.13	0.415
$6.465 \cdot 10^{42}$	0.8616	0.8613	1634.6	1321.3	1380.2	270.3	12.87	1.429
$1.095 \cdot 10^{43}$	0.9239	0.9236	7435.7	6319.2	6747.8	$1.52 \cdot 10^4$	414.8	14.49
$1.181 \cdot 10^{43}$	0.0197	0.0157	18.117	15.095	15.099	$1.63 \cdot 10^{-4}$	$3.79 \cdot 10^{-8}$	0.0114
$6.465 \cdot 10^{43}$	0.2308	0.2248	10.564	8.749	8.822	$9.7 \cdot 10^{-3}$	$1.04 \cdot 10^{-4}$	0.0015
$5.593 \cdot 10^{44}$	0.5029	0.4504	10.595	8.391	8.887	$2.16 \cdot 10^{-2}$	$1.07 \cdot 10^{-3}$	0.001
$6.465 \cdot 10^{44}$	0.5009	0.4485	10.289	8.146	8.627	$1.57 \cdot 10^{-2}$	$1.09 \cdot 10^{-3}$	$8.9 \cdot 10^{-4}$
$6.465 \cdot 10^{45}$	0.3936	0.3455	8.1048	6.335	6.776	$7.15 \cdot 10^{-3}$	$3.14 \cdot 10^{-4}$	$6.9 \cdot 10^{-4}$
$6.465 \cdot 10^{46}$	0.4642	0.2938	3.854	2.669	3.085	$1.21 \cdot 10^{-3}$	$1.55 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$
$6.465 \cdot 10^{47}$	0.7521	0.5426	2.311	1.792	2.269	$3.07 \cdot 10^{-3}$	$1.82 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-5}$
∞	0.7159	0.4467	2.278	1.652	2.054	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$7.8 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-12}$

P — давление в единицах CGS, M и M_0 — соответственно массы вращающихся и статических конфигураций (в единицах Солнца), R , $R_{\perp}$ и R_0 — соответственно экваториальный и полярный радиусы вращающихся конфигураций и радиус статической конфигурации (в км), $I_{44} = I \cdot 10^{-46}$ — момент инерции в единицах CGS, $\bar{D}_{44} = D \cdot 10^{-46}$ — квадрупольный момент в единицах CGS и $T_{\min}$ — минимальный период вращения (в секундах).

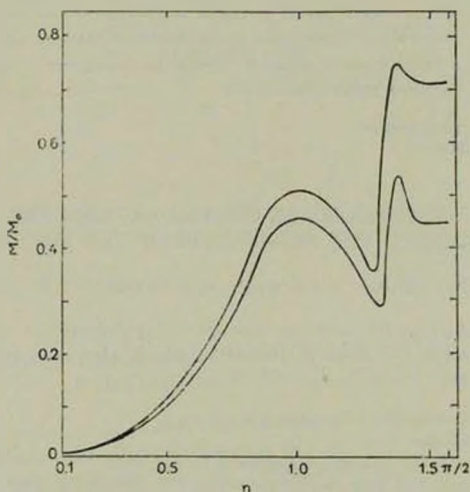


Рис. 1. Зависимость массы вращающихся конфигураций (верхняя кривая) и массы статических конфигураций (нижняя кривая) в единицах массы Солнца от параметра $\eta = \arctg \lg P_{33}$, где $P_{33} = 10^{-33}P$ (P в единицах CGS).

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ТОЧЕК КРИВОЙ
С УЧЕТОМ И БЕЗ УЧЕТА ЭФФЕКТА ПИОНИЗАЦИИ

M	M_0	$\Delta M (\%)$	R_+	R_-	R_z	Ω_{max}	
0.7521	0.5426	39.6	2.3116	1.7919	2.2697	$7.8 \cdot 10^4$	с пионизацией
0.5029	0.4504	11.6	10.5949	8.3907	8.8580	$6.1 \cdot 10^3$	
0.9239	0.9236	0.03	7936.74	6319.23	6747.78	0.4334	
1.0621	1.0618	0.03	6551.87	5230.27	5566.86	0.6145	
1.1775	1.0933	7.7	7.722	6.0202	6.7574	$1.7 \cdot 10^4$	без пионизации
1.6612	1.5305	8.53	9.3341	7.0634	8.3023	$1.6 \cdot 10^4$	
0.9993	0.9705	2.96	702.8	566.8	539.1	16.86	
1.3392	1.2573	6.5	2422.3	1896.4	2027.6	3.1	

M и M_0 — массы вращающихся и статических конфигураций в единицах масс Солнца, $\Delta M = (M - M_0)/M_0$ — в процентах, R_+ , R_- , R_z — экваториальный, полярный и статический радиусы в км, Ω_{max} — максимальная угловая скорость (c^{-1}). В каждой из секций таблицы центральное давление конфигурации убывает сверху вниз.

Уменьшение разницы между массами в области белых карликов связано с существенным уменьшением максимальной угловой скорости вращения Ω_{max} , а увеличение в области барионных звезд — со значительным увеличением Ω_{max} при учете пионизации.

Ереванский государственный
университет

ROTATING SUPERDENSE CONFIGURATIONS TAKING IN ACCOUNT THE PIONIZATION OF THE MATTER

G. G. HARUTTHYUNIAN, V. V. PAPOYAN, A. V. SARKISSIAN, E. V. CHUBARIAN

Parameters of the rotating superdense configurations are obtained with new equation of state of the matter which takes account the effect of pionization.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян, *Астрофизика*, 13, 669, 1977.
2. Д. М. Седракич, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 4, 239, 1968; 4, 481, 1968.
3. Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седракич, Э. В. Чубарян, *Астрон. ж.*, 49, 1216, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 539.1.01

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О НЕЙТРИННОЙ СВЕТИМОСТИ МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД В ПЕРЕНОРМИРУЕМЫХ МОДЕЛЯХ

Как известно, на ранних стадиях эволюции нейтронных звезд их нейтринное излучение может преобладать над другими механизмами диссипации энергии. С другой стороны, колоссальные значения напряженности магнитного поля (вплоть до $B_0 = m^2/e = 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс) в нейтронных звездах делают необходимым учет подавления поперечных степеней свободы легких заряженных частиц (электронов). Ковариантное описание процессов взаимодействия с участием электронов в таких условиях было предложено нами в ряде работ [1—10] (двумерное приближение КЭД). С использованием развитого формализма в контактной теории был рассмотрен вклад различных каналов генерации нейтрино в нейтринную светимость — $\tau \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$ [1], $e^-(Ze) \rightarrow e^-(Ze) \nu_e \bar{\nu}_e$ [10], $\tau e^- \rightarrow e^-(\nu_e \bar{\nu}_e)$ [9].

В настоящей заметке вычислено сечение фоторождения нейтрино на электроны в перенормируемой модели теории поля Вайнберга—Салама [11] и оценен вклад этого процесса в нейтринную светимость магнитных звезд. Применяемые ниже обозначения и последовательность расчета отчасти аналогичны работе Дикуса [12], в которой фоторождение нейтрино на электроны исследовалось в четырехмерной теории (т. е. в отсутствие магнитного поля).

Далее предполагается, что энергия фотона ω и величина магнитного поля B достаточно малы: $(\omega/m_{W,Z})^2 \ll 1$, $|eB|/m_{W,Z}^2 \ll 1$, так что пропагаторы W и Z -мезонов можно взять в контактном виде $D_{\mu\nu}^{(W,Z)}(x) = -m_{W,Z}^{-2} g_{\mu\nu} \delta^{(4)}(x)$. Для использования двумерного варианта КЭД

необходимо также, чтобы энергия начального электрона удовлетворяла условиям $E^2 - m_e^2 < 2|eB|$; $\omega E, \omega^2 \ll |eB|$. Определив двумерно-инвариантный матричный элемент процесса M формулой (ось Z — по направлению магнитного поля)

$$\langle f | S | i \rangle = \frac{i(2\pi)^3 \delta^{(0,2,3)}(p+q-p'-k-k')}{V^{3/2} L_3 L_4 (2\omega 2E 2E' 2k_0 2k'_0)^{1/2}} M, \quad (1)$$

можно получить следующее выражение для суммарного вклада заряженных и нейтральных токов в реакцию $\gamma e^- \rightarrow e^- (\nu_e \bar{\nu}_e)$:

$$\begin{aligned} M = & -eG(2\pi)^{1/2} [\bar{u}_e(k) \gamma^5 (1 + \gamma^3) u_e(-k')] \times \\ & \times v_e(p') [\bar{\gamma}_3 (C_V + C_A \tilde{\gamma}^3) \frac{p+q+m}{(p+q)^2 - m^2} e + \\ & + e \frac{p'-q+m}{(p'-q)^2 - m^2} \tilde{\gamma}_3 (C_V + C_A \tilde{\gamma}^3)] v_e(p), \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$C_V = \frac{1}{2} + \frac{g^2}{2\sqrt{2}Gm_W}, \quad C_A = 1 - \frac{(g^2 + g'^2)m_W^2}{2g^2 m_Z^2} \left(= \frac{1}{2} \right), \quad (3)$$

$p(p')$, $E(E')$ — 2-импульс и энергия начального (конечного) электрона, q, k, k' — 4-импульсы фотона и нейтрино. Константа слабого взаимодействия G и заряд электрона e связаны с константами теории Вайнберга g и g' соотношениями

$$e = \frac{gg'}{(g^2 + g'^2)^{1/2}}, \quad \frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2}, \quad \frac{m_W^2}{m_Z^2} = \frac{g^2}{g^2 + g'^2}, \quad (4)$$

Электронные спиноры $v_e(p)$, $\tilde{\gamma}$ — матрицы и скалярные произведения в (2) являются двумерными в пространстве (0,3), причем

$$\begin{aligned} v_e(p) \bar{v}_e(p) &= (p + m)_{ij}, \quad \tilde{\gamma}^5 = \tilde{\gamma}^0 \tilde{\gamma}^3, \\ \frac{1}{2} Sp(\tilde{\gamma}_\mu \tilde{\gamma}_\nu) &= g_{\mu\nu}, \quad \frac{1}{2} Sp(\tilde{\gamma}_\mu \tilde{\gamma}_\nu \tilde{\gamma}^3) = e^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$e_{00} = e_{33} = 0, \quad -e_{03} = e_{30} = 1$$

и т. д.

Сечение фоторождения имеет вид

$$d\sigma_{\gamma\nu_e} = \frac{dp_3}{8(2\pi)^3 \omega m_e^2} \int |M|_{\gamma\nu_e}^{(0,3)} (p+q-p'-k-k') \frac{d^3k}{2k_0} \frac{d^3k'}{2k_0} \quad (6)$$

и легко вычисляется в нерелятивистском приближении

$$\sigma_{\gamma\nu_e} = \sigma_\Phi \frac{C_V^2 + C_A^2}{2}, \quad (7)$$

где

$$\sigma_\Phi = \frac{4\pi G^2 \omega^4 \sin^2 \theta}{105 \pi^2} m_e^{-2}, \quad \theta = (\hat{B} \hat{q}) \quad (8)$$

представляет собой сечение фоторождения нейтрино в схеме Ферми в двумерном приближении КЭД. Как можно видеть, сечение процесса $\gamma e^- \rightarrow e^- (\nu_e \bar{\nu}_e)$, определяемое вкладом нейтральных токов, получается из (7) формальной заменой $C_V^2, C_A^2 \rightarrow (C_V - 1)^2, (C_A - 1)^2$.

Общая мощность нейтринного излучения из единицы объема по планковскому распределению равновесного поля излучения оказывается равной ($kT \ll m_e$)

$$S_{(\nu_e \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_e \nu_e)} = \frac{2(2\pi)^4 G^2}{105 \cdot 45} \left(\frac{kT}{m_e} \right)^4 m_e^2 n_e \left(C_V^2 - C_V + \frac{3}{4} \right), \quad (9)$$

где n_e — число электронов в единице объема. Численное значение последнего фактора в (9) зависит от величины угла Вайнберга и при существующей информации о массе W -бозона имеет порядок единицы.

В модели нейтронной звезды Оппенгеймера—Волкова минимальное значение $n_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ достигается при переходной плотности вещества [13]

$$\rho_T \approx 1.28 \cdot 10^{-4} \rho_{sp},$$

$$\rho_{sp} = \frac{8\pi m_n^4}{3(2\pi)^3} = 6.11 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3.$$

Из сравнения (9) с результатами работы [1] можно тогда сделать вывод, что для температур $\sim 10^8 \text{ К}$ процесс $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ начинает доминировать над $\gamma e^- \rightarrow e^- (\nu\bar{\nu})$ лишь при значениях поля $B \geq 10^5 B_0$. Для $T \lesssim 10^8 \text{ К}$ во всех остальных случаях вклад последнего является определяющим по сравнению с фотораспадом.

On the neutrino luminosity of magnetic stars in convergent models. The contribution of the reaction $\gamma e^- \rightarrow e^- (\nu_e \bar{\nu}_e)$ to the neutrino luminosity of magnetic stars is investigated in the Weinberg's theory. Calculations were made in a covariant two-dimensional model of electromagnetic interactions in a strong magnetic field, proposed by the author earlier.

20 декабря 1977 г.

В. В. СКОБЕЛЕВ

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Скобелев, ЖЭТФ, 71, 1263, 1976.
2. В. В. Скобелев, ЖЭТФ, 72, 1298, 1977.
3. В. В. Скобелев, ЖЭТФ, 73, 1301, 1977.
4. В. В. Скобелев, Изв. ВУЗов СССР, Физика, № 10, 142, 1975.
5. Yu. M. Loskutov, V. V. Skobelev, Phys. Lett. 56A, 151, 1976.
6. Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, Вест. МГУ, сер. физ., № 4, 111, 1977.
7. Yu. M. Loskutov, V. V. Skobelev, Phys. Lett., 62A, 53, 1977.
8. В. В. Скобелев, Изв. ВУЗов СССР, Физика, № 10, 123, 1976.
9. В. В. Скобелев, Изв. ВУЗов СССР, Физика, № 9, 126, 1978.
10. Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, ТМФ, 29, 65, 1976.
11. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967; 27, 1683, 1971.
12. D. A. Dirac, Phys. Rev., 6, 941, 1972.
13. С. Вайнберг, Гравитация и космология, Мир, М., 1975.

УДК 521.12

КОНФИГУРАЦИИ ВЫРОЖДЕННЫХ МАСС ПО БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ РОЗЕНА

В настоящей работе на основе теории Розена вычисляются параметры сверхплотных звездных конфигураций. В расчетах используется уравнение состояния, полученное в работе [1].

1. Метрики плоского и искривленного пространства—времени определяются следующими двумя интервалами соответственно:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (1)$$

$$ds^2 = e^{2\Phi} c^2 dt^2 - e^{2\lambda} dr^2 - r^2 e^{2\chi} (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (2)$$

где Φ , χ и λ — функции только от координаты r , отсчитываемой от центра распределения масс.

On the neutrino luminosity of magnetic stars in convergent models. The contribution of the reaction $\gamma e^- \rightarrow e^- (\nu_e \bar{\nu}_e)$ to the neutrino luminosity of magnetic stars is investigated in the Weinberg's theory. Calculations were made in a covariant two-dimensional model of electromagnetic interactions in a strong magnetic field, proposed by the author earlier.

20 декабря 1977 г.

В. В. СКОБЕЛЕВ

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Скобелев, ЖЭТФ, 71, 1263, 1976.
2. В. В. Скобелев, ЖЭТФ, 72, 1298, 1977.
3. В. В. Скобелев, ЖЭТФ, 73, 1301, 1977.
4. В. В. Скобелев, Изв. ВУЗов СССР, Физика, № 10, 142, 1975.
5. Yu. M. Loskutov, V. V. Skobelev, Phys. Lett. 56A, 151, 1976.
6. Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, Вест. МГУ, сер. физ., № 4, 111, 1977.
7. Yu. M. Loskutov, V. V. Skobelev, Phys. Lett., 62A, 53, 1977.
8. В. В. Скобелев, Изв. ВУЗов СССР, Физика, № 10, 123, 1976.
9. В. В. Скобелев, Изв. ВУЗов СССР, Физика, № 9, 126, 1978.
10. Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, ТМФ, 29, 65, 1976.
11. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967; 27, 1683, 1971.
12. D. A. Dirac, Phys. Rev., 6, 941, 1972.
13. С. Вайнберг, Гравитация и космология, Мир, М., 1975.

УДК 521.12

КОНФИГУРАЦИИ ВЫРОЖДЕННЫХ МАСС ПО БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ РОЗЕНА

В настоящей работе на основе теории Розена вычисляются параметры сверхплотных звездных конфигураций. В расчетах используется уравнение состояния, полученное в работе [1].

1. Метрики плоского и искривленного пространства—времени определяются следующими двумя интервалами соответственно:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (1)$$

$$ds^2 = e^{2\Phi} c^2 dt^2 - e^{2\lambda} dr^2 - r^2 e^{2\chi} (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (2)$$

где Φ , χ и λ — функции только от координаты r , отсчитываемой от центра распределения масс.

Следует отметить, что в отличие от ситуации, характерной в ОТО, в биметрических теориях нет той свободы в выборе систем отсчета, как в ОТО. В частности, если в ОТО координату r и время t можно было бы еще подвергнуть любому преобразованию, не нарушающему центральной симметрии интервала ds , то сейчас этой возможности нет, поскольку мы изменили бы плоскую метрику (1). Однако в данной ситуации в нашем расположении имеются еще преобразования $t \rightarrow -t$, $\theta \rightarrow \pi - \theta$ и т. д., не нарушающие вида ни $d\sigma$, ни ds . Ограничением свободы выбора систем отсчета и объясняется тот факт, что в отличие от шварцшильдовского интервала в (2) входят три неизвестные функции Φ , ψ и χ .

Функции Φ , ψ и P определяются уравнениями

$$\begin{aligned}\Phi'' + \frac{2}{r} \Phi' &= \frac{4\pi G}{c^4} (\rho + 3P) e^{\Phi - 3\psi}, \\ \psi'' + \frac{2}{r} \psi' &= -\frac{2}{r^2} \operatorname{sh}(2\chi - 2\psi) - \frac{4\pi G}{c^4} (\rho - P) e^{\Phi - 3\psi}, \\ P' + (P + \rho) \Phi' &= 0, \\ P &= P(r)\end{aligned}$$

(штрих означает дифференцирование по r). В [2] показано, что $\chi = \chi$.

Вне распределения масс имеем

$$\begin{aligned}\Phi &= -\frac{G}{c^2 r} M = -\frac{4\pi G}{c^4 r} \int_0^R (\rho + 3P) e^{\Phi - 3\psi} r^2 dr, \\ \psi &= \frac{GM'}{c^2 r} = \frac{4\pi G}{c^4 r} \int_0^R (\rho - P) e^{\Phi - 3\psi} r^2 dr.\end{aligned}\quad (4)$$

2. В работе [1], исходя из факта наличия π^- -мезонов в ядрах [3—5 и др.] получено уравнение состояния в интервале давлений $2.1 \cdot 10^{22} \text{ эрг/см}^3 < P < \infty$. Показано, что наличие π^- -мезонов в ядрах существенно меняет наши представления о состоянии вещества при сверхбольших плотностях. Для конкретных расчетов уравнение состояния аппроксимировалось следующим образом:

$$\rho = \begin{cases} 3.423 \cdot 10^{-8} P^{3/5} & \text{при } P \leq P_1 = 2.1 \cdot 10^{22}, \end{cases} \quad (5a)$$

$$\rho = \begin{cases} 1.059 \cdot 10^{-11} P^{3/4} (1 + 3.996 \cdot 10^{-8} P^{1/4} - 4.088 \cdot 10^{-15} P^{1/2} + \\ + 1.568 \cdot 10^{-21} P^{3/4}) & \text{при } P_1 < P < P_2 = 6.6 \cdot 10^{22}, \end{cases} \quad (5b)$$

$$\rho = 2.84 \cdot 10^{14} \quad \text{при } P_2 < P < P_3 = 5 \cdot 10^{23}, \quad (5c)$$

$$\rho = 5 \cdot 10^{-15} P^{0.85} \quad \text{при} \quad P_2 \leq P \leq P_3 = 5 \cdot 10^{16}, \quad (5d)$$

$$\rho = 3 \cdot 10^{14} \quad \text{при} \quad P_3 \leq P \leq P_4 = 10^{18}, \quad (5e)$$

$$\rho = \frac{P}{c^2} \quad \text{при} \quad P \geq P_4. \quad (5f)$$

Здесь плотность массы измерена в единицах г/см^3 , а давление — эрг/см^3 . Формулы (5a) и (5b) описывают состояние Ае-плазмы: в области давлений $P < P_1$ электронный газ нерелятивистский. В точке $P = P_1$ совершается переход от Ае-плазмы к сплошной ядерной материи, при котором плотность испытывает скачок примерно в 500 раз от значения $\rho = 6.1 \cdot 10^{11}$ к $\rho = 2.8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$. (5c) соответствует ядерному веществу, которое в интервале давлений $P_1 < P < P_2$ несжимаемо. При $P > P_2$ возникает необходимость учета сжимаемости плазмы (см. (5d)). При давлениях $P \sim P_3$, чему соответствуют плотности $\rho \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, по-видимому, происходит распад адронов с образованием плазмы, состоящей из кварков. (5e) описывает состояние несжимаемой кварковой жидкости. Наконец, при чрезвычайно больших давлениях $P > P_4$ кварковая плазма становится сжимаемой, и состояние вещества описывается предельно жестким уравнением.

3. Результаты численного интегрирования представлены таблицей и рис. 1—2.

Максимальное значение массы плотных конфигураций в рамках биметрической теории гравитации равно $M_{\text{max}}^R = 12.711 M_\odot$, что достигается при $\tau = 1.423$ ($P_c = 5.145 \cdot 10^{30} \text{ эрг/см}^3$) и в 27 раз превышает $M_{\text{max}}^E = 0.465 M_\odot$ (рис. 1). Для эйнштейновских конфигураций это значение получается при $\tau = 1.352$ или $P_c = 3.198 \cdot 10^{31} \text{ эрг/см}^3$, что на два порядка ($P_c^E/P_c^R = 160$) меньше соответствующей „розеновской“ плотности. Возможно, что эта разница указывает на то, что класс устойчивых „розеновских“ конфигураций превышает „эйнштейновские“. Аналогичный результат был получен нами в [2]. Однако ответ на этот вопрос остается открытым до решения задачи устойчивости „розеновских“ конфигураций.

Сравнивая значения для M с результатами предыдущей работы [2], полученными на основе уравнения состояния [6] для реального газа барионов, можно еще раз убедиться в том, что чем жестче уравнение состояния, тем больше максимально возможное значение массы: действительно, для нового уравнения состояния $M_{\text{max}}^R = 12.711 M_\odot$, а для старого — $M_{\text{max}}^E = 16.28 M_\odot$.

η	$P^*, 10^{22}$	$P^*, \text{e/cm}^2$	$-\Phi(\theta)$	$\Psi(\theta)$	M_E^0	M_E^0	R_E^0	R_E^0	R_E^0	R_E^0	M^0	M^0	R^0	R^0	M^0																																	
-1.462	6.465-10 ⁻¹⁰	7.610-10 ⁶	4.407-10 ⁻⁴	4.407-10 ⁻³	4.407-10 ⁻⁴	1.460-10 ⁻³	1.460-10 ⁻³	4.200-10 ⁻³	7.432-10 ⁻³	0.0243	0.0243	6.037-10 ⁻¹¹	6.627-10 ⁻⁴	0.100	1.259	2.840-10 ⁻¹¹	2.840-10 ⁻¹¹	0.0300	0.0871	0.1705	8.625-10 ⁻¹⁵	0.2500	0.2273	0.393	0.375	0.358	6.214	4.116	5.151	3.034	3.150	0.7283	1.3500	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591
-1.433	6.465-10 ⁻¹⁰	2.618-10 ⁶	1.460-10 ⁻³	1.460-10 ⁻³	1.460-10 ⁻³	4.200-10 ⁻³	4.200-10 ⁻³	4.200-10 ⁻³	7.432-10 ⁻³	0.0243	0.0243	6.037-10 ⁻¹¹	6.627-10 ⁻⁴	0.100	1.259	2.840-10 ⁻¹¹	2.840-10 ⁻¹¹	0.0300	0.0871	0.1705	8.625-10 ⁻¹⁵	0.2500	0.2273	0.393	0.375	0.358	6.214	4.116	5.151	3.034	3.150	0.7283	1.3500	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591
-1.336	6.465-10 ⁻⁵	5.258-10 ⁻⁵	7.432-10 ⁻³	7.432-10 ⁻³	7.432-10 ⁻³	4.200-10 ⁻³	4.200-10 ⁻³	4.200-10 ⁻³	7.432-10 ⁻³	0.0243	0.0243	6.037-10 ⁻¹¹	6.627-10 ⁻⁴	0.100	1.259	2.840-10 ⁻¹¹	2.840-10 ⁻¹¹	0.0300	0.0871	0.1705	8.625-10 ⁻¹⁵	0.2500	0.2273	0.393	0.375	0.358	6.214	4.116	5.151	3.034	3.150	0.7283	1.3500	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591
-1.330	6.465-10 ⁻⁶	8.726-10 ⁻⁶	4.200-10 ⁻³	4.200-10 ⁻³	4.200-10 ⁻³	4.200-10 ⁻³	4.200-10 ⁻³	4.200-10 ⁻³	7.432-10 ⁻³	0.0243	0.0243	6.037-10 ⁻¹¹	6.627-10 ⁻⁴	0.100	1.259	2.840-10 ⁻¹¹	2.840-10 ⁻¹¹	0.0300	0.0871	0.1705	8.625-10 ⁻¹⁵	0.2500	0.2273	0.393	0.375	0.358	6.214	4.116	5.151	3.034	3.150	0.7283	1.3500	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591
-1.266	6.627-10 ⁻⁴	6.037-10 ⁻¹¹	0.0243	0.0243	0.0243	0.0243	0.0243	0.0243	7.432-10 ⁻³	0.0243	0.0243	6.037-10 ⁻¹¹	6.627-10 ⁻⁴	0.100	1.259	2.840-10 ⁻¹¹	2.840-10 ⁻¹¹	0.0300	0.0871	0.1705	8.625-10 ⁻¹⁵	0.2500	0.2273	0.393	0.375	0.358	6.214	4.116	5.151	3.034	3.150	0.7283	1.3500	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591
0.966	34.911	1.149-10 ⁻¹⁵	0.1705	0.1705	0.1705	0.1705	0.1705	0.1705	7.432-10 ⁻³	0.0243	0.0243	6.037-10 ⁻¹¹	6.627-10 ⁻⁴	0.100	1.259	2.840-10 ⁻¹¹	2.840-10 ⁻¹¹	0.0300	0.0871	0.1705	8.625-10 ⁻¹⁵	0.2500	0.2273	0.393	0.375	0.358	6.214	4.116	5.151	3.034	3.150	0.7283	1.3500	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591
0.600	4.828	2.840-10 ⁻¹⁴	0.0871	0.0871	0.0871	0.0871	0.0871	0.0871	7.432-10 ⁻³	0.0243	0.0243	6.037-10 ⁻¹¹	6.627-10 ⁻⁴	0.100	1.259	2.840-10 ⁻¹¹	2.840-10 ⁻¹¹	0.0300	0.0871	0.1705	8.625-10 ⁻¹⁵	0.2500	0.2273	0.393	0.375	0.358	6.214	4.116	5.151	3.034	3.150	0.7283	1.3500	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591
0.400	2.647	2.840-10 ⁻¹⁴	0.0300	0.0300	0.0300	0.0300	0.0300	0.0300	7.432-10 ⁻³	0.0243	0.0243	6.037-10 ⁻¹¹	6.627-10 ⁻⁴	0.100	1.259	2.840-10 ⁻¹¹	2.840-10 ⁻¹¹	0.0300	0.0871	0.1705	8.625-10 ⁻¹⁵	0.2500	0.2273	0.393	0.375	0.358	6.214	4.116	5.151	3.034	3.150	0.7283	1.3500	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591
0.100	1.259	2.840-10 ⁻¹⁴	0.0149	0.0149	0.0149	0.0149	0.0149	0.0149	7.432-10 ⁻³	0.0243	0.0243	6.037-10 ⁻¹¹	6.627-10 ⁻⁴	0.100	1.259	2.840-10 ⁻¹¹	2.840-10 ⁻¹¹	0.0300	0.0871	0.1705	8.625-10 ⁻¹⁵	0.2500	0.2273	0.393	0.375	0.358	6.214	4.116	5.151	3.034	3.150	0.7283	1.3500	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591
1.218	519.2	8.800-10 ⁻¹⁵	0.2601	0.2601	0.2601	0.2601	0.2601	0.2601	7.432-10 ⁻³	0.0243	0.0243	6.037-10 ⁻¹¹	6.627-10 ⁻⁴	0.100	1.259	2.840-10 ⁻¹¹	2.840-10 ⁻¹¹	0.0300	0.0871	0.1705	8.625-10 ⁻¹⁵	0.2500	0.2273	0.393	0.375	0.358	6.214	4.116	5.151	3.034	3.150	0.7283	1.3500	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591
1.300	4.00-10 ²	3.000-10 ⁻¹⁶	0.6513	0.3320	0.3320	0.307	0.240	0.296	2.674	3.208	5.111	9.129	10.39	2.050	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591	1.2063	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591				
1.314	6.465-10 ²	3.000-10 ⁻¹⁶	0.5967	0.3962	0.3962	0.364	0.296	0.465	2.188	3.208	5.111	9.129	10.39	2.050	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591	1.2063	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591				
1.352	3.198-10 ⁴	3.000-10 ⁻¹⁶	1.9782	0.5070	0.5070	0.3870	0.2740	0.3870	8.414	12.71	12.62	0.445	0.420	2.050	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591	1.2063	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591				
1.388	2.572-10 ⁵	2.862-10 ⁻¹⁷	3.9960	0.3870	0.3870	0.3870	0.2740	0.3870	8.414	12.71	12.62	0.445	0.420	2.050	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591	1.2063	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591				
1.418	3.241-10 ⁶	3.606-10 ⁻¹⁸	5.6240	0.2740	0.2740	0.3870	0.2740	0.3870	8.414	12.71	12.62	0.445	0.420	2.050	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591	1.2063	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591				
1.423	5.145-10 ⁶	5.724-10 ⁻¹⁸	5.8832	0.2660	0.2660	0.2410	0.410	0.410	12.51	12.71	12.62	0.445	0.420	2.050	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591	1.2063	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591				
1.429	1.029-10 ⁷	1.145-10 ⁻¹⁹	6.1970	0.2410	0.2410	0.2410	0.410	0.410	12.51	12.71	12.62	0.445	0.420	2.050	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591	1.2063	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591				
1.456	5.145-10 ⁶	5.724-10 ⁻²⁰	7.8170	0.2017	0.2017	0.2017	0.410	0.410	9.468	5.783	0.410	0.410	0.410	2.050	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591	1.2063	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591				
1.478	5.145-10 ⁻¹⁰	5.724-10 ⁻²²	9.7312	0.2617	0.3260	0.3933	0.410	0.410	7.195	0.410	0.410	0.410	0.410	2.050	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591	1.2063	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591				
1.486	5.145-10 ⁻¹¹	5.724-10 ⁻²³	10.897	0.3260	0.3933	0.410	0.410	0.410	7.195	0.410	0.410	0.410	0.410	2.050	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591	1.2063	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591				
1.493	5.145-10 ⁻¹²	5.724-10 ⁻²⁴	12.063	0.3933	0.410	0.410	0.410	0.410	7.195	0.410	0.410	0.410	0.410	2.050	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591	1.2063	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591				
1.498	6.465-10 ⁻¹³	7.183-10 ⁻²⁵	13.172	0.5817	0.3317	0.3317	0.410	0.410	7.195	0.410	0.410	0.410	0.410	2.050	1.2594	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591	1.2063	2.060	2.070	1.1004	0.6882	2.070	0.6510	2.070	6.173	6.809	7.400	7.797	7.384	2.070	0.7591				
1.508	6.465-10 ⁻¹⁵	7.183-10 ⁻²⁷	15.772	0.3317	0.3317	0.3317	0.410	0.410	7.195	0.4																																						

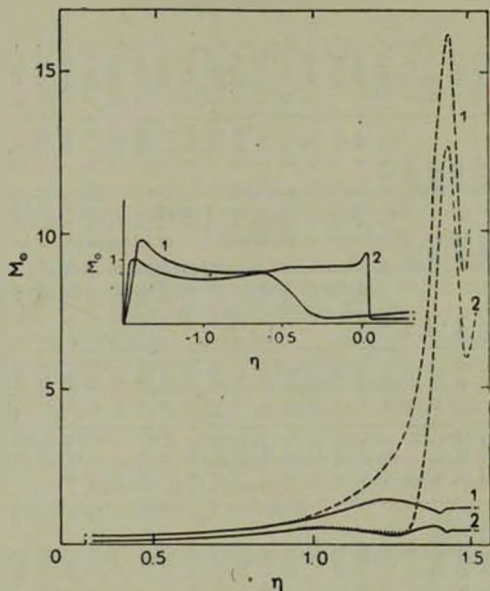


Рис. 1. Зависимость массы конфигураций из вырожденной плазмы от центрального давления ($\eta = \arctg \lg P_c / 10^{23}$) с учетом (кривая 2) и без учета пионизации (кривая 1).

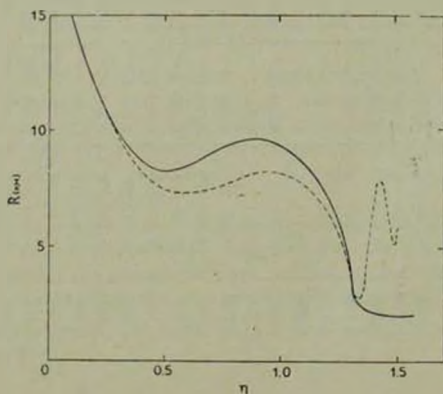


Рис. 2. Зависимость координатного радиуса от центрального давления ($\eta = \arctg \lg P_c / 10^{23}$). Пунктирная кривая относится к биметрической теории.

На рис. 2 приведена зависимость координатных радиусов розеновских и эйнштейновских конфигураций от параметра $\eta = \arctg \lg P_c / 10^{33}$. Кривые показывают, что значения $R_{\text{вн}}^R$ и $R_{\text{вн}}^E$ значительно отличаются, начиная с $\eta = 0.4$ ($P_c = 2.647 \cdot 10^{33}$ эрг/см³).

В заключение авторы выражают благодарность профессору Г. С. Саакяну за ценные замечания и обсуждения.

The configurations of degenerated masses according to the Rosen bimetric theory of gravitation. According to the bimetric theory of Rosen the internal structure and integral characteristics of spherically symmetric configurations from degenerate nuclear plasm are obtained taking into account the existence of the π^- -condensation. The results are compared with the parameters of corresponding configurations which have been calculated in the case of the real barion gas [2].

It is shown that in the case of the existence of π^- -condensate in the nuclear matter, the maximal value of the mass ($M_{\text{max}} = 12.7 M_\odot$) is less than in the first case ($M_{\text{max}} = 16.3 M_\odot$).

If $P_c > 2.647 \cdot 10^{33}$ эрг/см³ the configurations in the bimetric theory of gravitation appear to be more compact than in GRT.

4 сентября 1978
Ереванский государственный
университет

А. В. САРКИСЯН
Б. В. ХАЧАТРЯН
Э. В. ЧУБАРЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян, *Астрофизика*, 13, 669, 1977.
2. Г. С. Саакян, А. В. Саркисян, Б. В. Хачатрян, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 14, 489, 1978.
3. А. Б. Мидал, *ЖЭТФ*, 61, 2209, 1971; *УФН*, 105, 775, 1971.
4. А. Б. Мидал, О. А. Маркин, И. Н. Мишустин, *ЖЭТФ*, 66, 443, 1974.
5. А. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, *ДАН СССР*, 237, 299, 1977.
6. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ

О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ КОМПАКТНЫХ ГРУПП КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК

В третьем выпуске журнала «Астрофизика» за 1977 г. опубликована статья В. А. Санамяна и Э. А. Арутюнян [1], в которой сделан вывод о физической связи между компактными группами компактных галактик (КГКГ) и радиоисточниками. Согласно данным работы [1], число радиоисточников в площадках с размерами $2 \times 2'$ вокруг 225 КГКГ в 40 раз превышает ожидаемое число при случайном распределении радиоисточников по небу. С увеличением размеров рассматриваемых площадок до $40 \times 40'$ отношение подсчитанного количества радиоисточников к ожидаемому уменьшается до ~ 5.7 и сохраняется почти постоянным при дальнейшем увеличении размеров площадок до $2 \times 2''$. Однако обнаруженное значение повышенной средней плотности радиоисточников в окрестностях КГКГ вызывает сомнения. Если среднее число радиоисточников на расстояниях около $1''$ от 225 КГКГ превышает среднюю плотность распределения радиоисточников по небу около 6 раз, то очевидно, что в некоторых площадках это превышение плотности должно быть еще больше. Но в этом случае должна была бы наблюдаться анизотропия в распределении радиоисточников по небу, чего обнаружено не было [2—5] даже в случае рассмотрения весьма слабых радиоисточников из каталогов 5C [6].

С целью проверки результатов работы [1] мы рассмотрели распределение в окрестностях КГКГ из списков [7—12] радиоисточников из каталогов 4C [13, 14], Болонского каталога [15], двух списков из Огайского обзора неба [16, 17] и Грин-бенковского обзора [18]. При этом поиск возможной коррекции в распределении по небу КГКГ и радиоисточников проводился отдельно для каждого каталога в площадках тех же размеров, которые были рассмотрены в [1]. Первые три из использованных нами списков радиоисточников [13—17] составлены по наблюдениям на частотах 178, 408 и 1400 МГц соответственно. Грин-бенковский обзор, так

же, как и Огайский, выполнен на частоте 1400 МГц в небольшой, однако, области неба, но с меньшим предельным потоком обнаружения. Результаты проведенных нами подсчетов показали, что в окрестностях КГКГ нет какого-либо статистически значимого превышения реального количества радионисточников над ожидаемым при их случайном распределении по небу, что подтверждает ошибочность заключения, сделанного в [1]. Возможно, что ошибка в [1] обусловлена тем, что при исследовании распределения радионисточников по небу одновременно были рассмотрены все радионисточники Огайского обзора неба [16, 17, 19] и каталога Р. Диксона [20], который является сводным каталогом и включает в себя все опубликованные до 1970 г. каталоги радионисточников, составленные в результате обзоров неба, выполненных с помощью различных телескопов и на различных частотах и имеющих совершенно различные пределы обнаружения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
3 мая 1978

Г. М. ТОВМАСЯН
Э. Ц. ШАХБАЗЯН
М. С. ШИРБАКЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Санамян, Э. А. Арутюнян, *Астрофизика*, 13, 543, 1977.
2. R. G. Hughes, M. S. Longair, M. N., 133, 131, 1967.
3. A. S. Webster, M. N., 175, 61, 1976.
4. A. S. Webster, M. N., 175, 71, 1976.
5. A. S. Webster, M. N., 179, 511, 1977.
6. A. S. Webster, T. J. Pearson, M. N., 179, 517, 1977.
7. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 9, 495, 1973.
8. Р. К. Шахбазян, М. Б. Петросян, *Астрофизика*, 10, 13, 1976.
9. Ф. В. Байер, М. Б. Петросян, Г. Турш, Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 10, 327, 1974.
10. М. Б. Петросян, *Астрофизика*, 10, 471, 1974.
11. Ф. В. Байер, Г. Турш, *Астрофизика*, 11, 221, 1975.
12. Ф. В. Байер, Г. Турш, *Астрофизика*, 12, 7, 1976.
13. J. F. R. Gower, P. F. Scott, D. Wills, *Mem. R. A. S.*, 71, 1967.
14. G. Colla, C. Fantl, A. Ficarra, L. Fosmiggini, *Astron. Astrophys.*, Suppl. 1, 281, 1970.
15. J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, *Mem. R. A. S.*, 69, 183, 1965.
16. R. K. Brandage, R. S. Dixon, J. R. Ehman, J. D. Kraus, A. J., 76, 777, 1971.
17. J. R. Ehman, R. S. Dixon, C. M. Ramakrishna, J. D. Kraus, A. J., 79, 144, 1974.
18. J. Masłowski, *Acta astronomica*, 22, 227, 1972.
19. J. D. Kraus, A. J., 76, 103, 1971.
20. R. S. Dixon, A. J., Suppl. ser., 20, No. 180, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.841

ОБЗОРЫ

ПУЛЬСАРЫ

(Обзор наблюдательных данных)

М. А. МНАЦКАНЯН

Дается краткий обзор основных наблюдательных данных по пульсарам. Обсуждается вопрос о возрастах пульсаров в связи с их эволюцией.

1. Введение. Пожалуй, ни одно астрофизическое явление не послужило объектом столь интенсивных исследований за последнее десятилетие, как пульсары. Уникальность явления пульсирующих радиисточников состоит в импульсном характере их излучения с необычайно коротким — порядка секунды и меньше, периодом пульсаций, обладающим исключительно высокой стабильностью, достигающей зачастую до 10^{-8} . Эти неожиданные для астрофизиков свойства излучения пульсаров стимулировали систематические наблюдения, направленные на разностороннее изучение их характеристик, и заинтриговали теоретиков возможностью наконец-то встретиться «наяву» с гипотетическими нейтронными звездами.

Важность исследования пульсаров стала ясна сразу же с их обнаружением. И хотя в физике явления пульсара многое до сих пор остается непонятым, определенные представления об этих объектах сложились уже в первые годы их открытия. Правда, они основывались на сравнительно малом количестве известных в то время пульсаров, а на сегодняшний день их число значительно возросло, тем не менее, эти представления существенным изменениям не подверглись, разве лишь получили статистически более весомое подтверждение. Их изложение дается в оригинальных обзорах Хьюиша [1], гер-Хаара [2], Тейлора и Манчестера [3] и других [4—8].

К настоящему времени по пульсарам опубликовано более 500 научных статей и сообщений. Они посвящены поискам пульсаров и технике их наблюдений, изучению характеристик излучения, его спектральных и поляризационных свойств. Будучи объектами нашей Галактики, пульсары предоставляют прекрасные возможности для изучения структуры и свойств межзвездной среды. Работы по построению теории пульсаров играют серьезную эвристическую роль в познании их природы.

В первых двух частях настоящего обзора мы изложим основные наблюдательные данные, относящиеся к индивидуальным характеристикам пульсаров и свойствам, присущим им как членам нашей Галактики. Вопросы механизма излучения, моделей и теории пульсаров мы затрагивать не будем. Третья часть мы посвятим вопросу о возрастах пульсаров и, в частности, тому, с какими начальными периодами «рождаются» пульсары. Этот анализ внесет некоторую ясность в оценки истинных возрастов пульсаров, важные для понимания их эволюции.

2. *Открытие пульсаров.* Первые пульсары (1919+21 и 0834+06, 0950+08, 1133+16) были обнаружены в 1967 г. в Кембридже Ж. Белл и А. Хьюишем^{*} при систематических наблюдениях межпланетных мерцаний [9—11]. Затем в поиски пульсаров включились крупнейшие радиоастрономические обсерватории мира. В течение года были обнаружены еще 6 пульсаров, к 1970 г. было открыто 50, а к 1975 г. стало известно около 150 пульсаров. Обзор наиболее полных и точных данных об этих пульсарах и ссылки на соответствующие источники приводятся в [12].

К концу 1978 г. Тейлор, Манчестер и др. [18] опубликовали список новых 155 пульсаров, а чуть позже поступило сообщение [19] об открытии еще 17 новых пульсаров. Таким образом, полное количество известных к настоящему времени пульсаров составляет 321. Подавляющее большинство их было открыто при обзорных поисках на обсерваториях Молонгло (Австралия) [13, 18, 19], Джодрел Бэнк [14, 15] и Аресибо [16, 17] (США). Эти обзоры охватывают все южное и значительную часть северной половины неба ($16 < 2\theta^\circ$).

Как сообщается в [18], среди зарегистрированных 224 пульсаров 69 оказались ранее известными. Если считать процесс обнаружения пульсара случайным (особенности излучения пульсара допускают отличную от нуля вероятность упустить его обнаружение)^{**}, то по данным о количестве ранее известных пульсаров $n_1 \sim 150$, вновь зарегистрированных $n_2 = 224$ и повторно обнаруженных $n_3 = 69$ можно оценить полное коли-

* Нобелевская премия 1974 г. была присуждена М. Райлу за апертурный синтез и А. Хьюишу за открытие пульсаров.

** Согласно тому же сообщению [18], 30 известных пульсаров в обозреваемой области неба не были зарегистрированы.

чество N пульсаров, которые могут быть обнаружены при нынешних условиях наблюдений (технике и обозреваемой области неба) по простой формуле

$$N = n_1 n_2 / n_{12} \approx 490. \quad (1)$$

Согласно сообщению [19], $n_1 \approx 300$, $n_2 = 43$, $n_{12} = 26$, и мы получаем ту же оценку $N \approx 500$. Следовательно, в ближайшие годы можно ожидать открытие примерно 150–200 новых пульсаров.

1. Индивидуальные характеристики пульсаров

3. *Импульсы и их стабильность.* Излучение пульсаров носит импульсный характер с максимумами, повторяющимися регулярно через равные промежутки времени, называемые периодом пульсара. У некоторых пульсаров в интервале между двумя основными импульсами, нередко посередине, наблюдается более слабый промежуточный импульс.

Потоки в импульсах в десятки, иногда сотни раз превышают поток в промежутке между ними, так что средний поток в течение длительного времени обычно порядка фонового. Например, у пульсара 1919+21, открытого первым [9], наиболее мощные импульсы достигают $2 \cdot 10^{-11}$ Вт/м²Гц, а средняя плотность потока равна 10^{-12} Вт/м²Гц. Это значит, что пульсары являются чрезвычайно слабыми источниками — их средние потоки ниже чувствительности приемников, используемых для крупномасштабных обзоров неба [10].

Периоды пульсаров обладают исключительно высокой стабильностью. Так, например, у пульсара 1919+21 период измерен с точностью до нескольких единиц двенадцатого знака: 1.33730119227 с. Обычно стабильность периодов пульсаров порядка величин 10^{-8} – 10^{-11} . Такая высокая точность повторения сигналов указывает на глобальный характер излучения пульсара, как целого [10].

4. *Ширина импульса и размеры пульсаров.* Длительность импульса почти у всех пульсаров составляет несколько процентов от всего периода, так что между шириной импульса и периодом устанавливается довольно четкая прямая корреляция. Характерная полуширина импульса — от нескольких до нескольких десятков мс. Исходя из ширины импульса можно сделать очень важное заключение о размерах пульсаров. Раз излучение пульсара носит глобальный характер, то в интервале времени W , равном ширине импульса, излучение должно быть зарегистрировано от разных частей источника, то есть свет должен успеть пройти расстояние r порядка размеров пульсара. Отсюда следует, что

$$r \approx W \cdot c, \quad (2)$$

где c не превышает скорости света в вакууме. Такие оценки (сверху) приводят к характерным размерам пульсаров от сотни до нескольких тысяч километров. Для пульсара 1919+21, $W = 25$ мс и $r \approx 5000$ км.

5. *Флуктуации амплитуды.* Амплитуды импульсов испытывают сильные изменения в течение дней, часов, минут и даже от импульса к импульсу. Например, у пульсара 1919+21 импульсы заметны в течение минуты-двух, после чего они «замирают» на две-три минуты. У пульсара 0943+10, открытого в Пуццано [22, 23], эти замирания настолько продолжительны, что в течение месяца импульсы регистрировались всего несколько раз. Обычно замирания происходят внезапно, на несколько периодов, затем импульсы так же внезапно восстанавливаются. У некоторых пульсаров наблюдаются длительные вариации интенсивности — на порядок величины в течение месяцев [24].

Флуктуации амплитуды, в основном, нерегулярны, но у ряда пульсаров наблюдаются сильные периодические вариации в последовательности отдельных импульсов. Период таких вариаций у пульсара 0834+06 равен удвоенному основному его периоду. Быстрые флуктуации амплитуды большей частью обусловлены природой самого излучения, нежели, скажем, мерцаниями на неоднородностях межзвездной среды.

6. *Средняя форма импульсов.* Несмотря на сильные флуктуации интенсивности последовательных импульсов, для каждого пульсара существует определенная устойчивая форма среднего импульса, получаемая наложением друг на друга большого числа периодов (соответствующим интегрированием в течение нескольких минут). Средняя форма, или интегральный профиль, импульса очень стабильна в течение всего времени наблюдений данного пульсара. Однако она оказывается совершенно различной для разных пульсаров, как бы служа «почерком» пульсара.

Интегральный профиль имеет форму отдельного, чаще, двух четко выраженных пиков, а в редких случаях и трех—пяти. Ширина интегрального профиля, естественно, в несколько раз превышает ширину отдельных импульсов, соразмерно с количеством компонент-пиков. Расстояние между этими компонентами слабо зависит от частоты, причем, обычно низким частотам соответствует большее разделение компонент.

Внутри интегрального профиля отдельные импульсы располагаются случайно, так что форма среднего импульса отражает в известной мере распределение вероятности появления отдельного импульса в той или иной фазе профиля. Существует, однако, класс пульсаров с дрейфующими субимпульсами — внутри интегрального профиля одиночные импульсы регулярно следуют друг за другом, сдвигаясь постепенно от заднего фронта к переднему в своей последовательности.

Хьюгенин, Тейлор и Манчестер классифицируют пульсары по интегральному профилю на типы: S — с простой формой, C — со сложной, и D — с дрейфующими субимпульсами [25—27], отмечая при этом корреляцию ряда свойств пульсаров в соответствии с их типами. В частности, S-пульсары имеют короткие периоды, а C-пульсары обладают очень сильной поляризацией.

7. *Изменения периодов со временем.* Периоды большинства пульсаров лежат в интервале от 0.1 до 2 с. Только у трех пульсаров они меньше 0.1 с и у шести — больше 2 с. Измерения в течение длительных промежутков времени позволяют найти скорости $\dot{P}$ изменения периодов со временем. Как правило, измеренные значения $\dot{P}$ положительны, то есть, периоды пульсаров возрастают. Типичные скорости их изменений составляют $1-10 \cdot 10^{-15}$ с/с. У нескольких пульсаров они превышают значения 50—100, а у пульсара 0531+21 с самым маленьким периодом она самая большая — $423 \cdot 10^{-15}$ (с/с). Единственный пульсар с убывающим со временем периодом — это 1813—26 ($\dot{P} = -0.3 \pm 0.3$).

Наряду с регулярным возрастанием периода у некоторых пульсаров наблюдаются нерегулярные отклонения от линейного возрастания. Особенно интересны неожиданные резкие скачки в сторону уменьшения периода — «сбои» периодов. Такие сбои наблюдались несколько раз у пульсара в Веле и у пульсара в Крабовидной туманности. Наиболее сильные сбои достигали 100—200 нс, причем за промежутки времени, заведомо не превышающие недели. После сбоев следует медленная релаксация скорости роста периода к своему прежнему значению [28—33].

8. *Спектры.* Исследование спектров излучения пульсаров особенно затруднительно из-за сильных и быстрых вариаций интенсивности. Поэтому обычно определяют спектр интегрального импульса, который оказывается довольно стабильным в течение многих лет (см., например, [34]).

Пульсары наблюдаются в радиодиапазоне от десятков МГц до десятков ГГц. Спектры излучения пульсаров имеют спадающую форму с резким завалом на высоких частотах. Типичная форма спектра

$$S \sim \omega^{-\alpha}, \quad (3)$$

где спектральный индекс α для разных пульсаров принимает значения от —1 до —3. У некоторых пульсаров наблюдается низкочастотная граница спектра. Отдельные компоненты импульса обычно обладают разными спектральными индексами.

Радиосветимости пульсаров лежат в интервале $10^{26} - 10^{27}$ эрг/с. Они посчитаны [12] в диапазоне частот $\Delta \omega \approx 400$ МГц в предположении, что импульсное излучение сосредоточено внутри конуса (в соответствии с «ка-

рандашной» моделью пульсара) с углом раствора, определяемым шириной импульса $2 = W/P$. При изотропном излучении светимости будут примерно на три порядка выше.

9. *Поляризация.* Излучение пульсаров обычно очень сильно поляризовано, причем линейная поляризация преобладает над круговой. Поляризационные параметры систематически меняются в пределах отдельного импульса. Так, например, позиционный угол монотонно возрастает (или убывает), независимо от частоты, наиболее сильно меняясь близ середины импульса. Там же меняется знак круговой поляризации.

Несмотря на сильные изменения поляризационных параметров от импульса к импульсу, у интегрального профиля сохраняется достаточно высокая степень поляризации. У пульсаров с дрейфующими субимпульсами позиционный угол тесно связан с фазой субимпульса.

II. Пульсары и Галактика

10. *Мерцания.* Пульсары были обнаружены при наблюдениях межпланетных мерцаний — дифракции радиоволн на облаках плазмы (заряженных частиц) солнечного ветра. Эти мерцания наиболее заметны на относительно длинных радиоволнах (~ 4 м) и имеют характерное время порядка секунды. Межпланетные мерцания позволяют получить наиболее точные данные об угловых размерах радиисточников, особенно при малых угловых размерах (например, у квазаров). Поскольку межпланетные мерцания ночью незначительны (именно ночью были обнаружены сигналы от пульсара 1919+21), их влияние на вариации интенсивности излучения пульсаров могут быть исключены.

Мерцания возникают и вследствие неоднородностей межзвездной среды, вызывая сильные вариации потока и тем самым воздействуя как на временные, так и на спектральные характеристики пульсаров. Характерные размеры неоднородностей межзвездной среды порядка 10^6 км и мерцания возникают при относительном изменении луча зрения на пульсар. Величина, обратная скорости этого изменения, определяет характерное время мерцаний — от нескольких минут до часов и даже дней (но не секунд или месяцев), со средним значением порядка 20 минут. Наблюдаемое корреляционное время мерцаний соответствует относительным скоростям движения пульсаров более 100 км/с.

Мерцания приводят к наблюдаемому уширению формы импульса — размыванию заднего фронта импульса на низких частотах, особенно у пульсаров с большими значениями меры дисперсии. У пульсаров с короткими периодами мерцания могут полностью «размазать» импульсы и привести к резкому завалу спектра на низких частотах, как, например, у пульсара в Крабовидной туманности.

11. *Мера дисперсии и расстояния до пульсаров.* Импульсы на разных частотах регистрируются в разные моменты времени. Причем, запаздывание тем больше, чем выше частота. Это обусловлено дисперсией на тепловых электронах на пути распространения радиоволн. Мера дисперсии тем выше, чем больше электронов вдоль пути R , прошедшего излучением:

$$DM = \int_0^R n_e ds = \bar{n}_e \cdot R, \quad (4)$$

где $\bar{n}_e$ — средняя электронная концентрация по лучу зрения. Поскольку групповая скорость волн зависит от коэффициента преломления, а последний известным образом — от частоты, то легко определить смещение по времени прихода двух разных частот [9]:

$$\Delta t = DM \cdot \Delta \left(\frac{1}{\omega^2} \right). \quad (5)$$

Эта зависимость от частоты великолепно подтверждается наблюдениями. Она позволяет по запаздыванию Δt определить меру дисперсии DM , а с ее помощью и приближенно оценить расстояние до пульсаров, если известна средняя электронная концентрация. Последняя, конечно, различна в разных направлениях в Галактике (в среднем она равна 0.03 см^{-3} пс). Мера дисперсии частично может быть обусловлена самим источником, и в этом смысле по соотношению (4) расстояния оцениваются сверху*.

На низких галактических широтах величина меры дисперсии может быть очень сильно завышена из-за наличия областей ионизованного водорода *HII*. Это обстоятельство стараются по возможности учесть при определении расстояний [35, 36].

Расстояния до пульсаров оцениваются в пределах от нескольких парсек до нескольких тысяч. Обратно, зная расстояния до пульсаров из других данных, можно определить среднюю электронную концентрацию в их направлениях.

12. *Распределение пульсаров в Галактике.* Почти все пульсары распределены вблизи плоскости Галактики в пределах 500 пс по обе стороны от нее довольно симметричным образом (см., например, рис. 4). При этом наблюдается сильная концентрация их к плоскости — чуть менее половины пульсаров расположено ближе 100 пс от плоскости Галактики. Поскольку индикатором расстояний служит мера дисперсии, это следует и из диаграммы меры дисперсии — галактическая широта [37, 38], показываю-

* Отсутствие измеримого параллакса означает, что пульсары находятся далеко вне пределов Солнечной системы.

щей сильное возрастание меры дисперсии в слое шириной 10° в окрестности $b = 0$. Более тонкое исследование показывает, что плоскость, к которой концентрируются пульсары, на самом деле на 20 пс ниже галактической, что соответствует положению Солнца над галактической плоскостью.

Распределение же пульсаров по галактической долготе показывает возрастание их плотности в направлении к центру Галактики [39]. Построенное в функции от расстояния до центра Галактики, распределение пульсаров быстро убывает с ростом «галактоцентрического радиуса». Падение плотности с этим расстоянием наблюдается и у остатков сверхновых [40].

13. *Мера вращения и магнитное поле Галактики.* Наблюдения линейной поляризации пульсаров позволяют оценить напряженность магнитного поля в окрестностях Солнца. Фарадеевское вращение плоскости поляризации определяет, так называемую, меру вращения

$$RM = \int_{\lambda}^R \dot{H}_n n_s ds = \bar{H}_n \cdot DM, \quad (6)$$

где $\bar{H}_n$ — среднее значение компоненты напряженности магнитного поля в направлении на пульсар. Фарадеевское вращение находят по измерениям разности позиционных углов на смежных частотах:

$$\frac{\Delta \theta}{\Delta \omega} \sim \frac{RM}{\omega^2}. \quad (7)$$

Корректировка с данными по фарадеевскому вращению других внегалактических радиисточников позволяет детально исследовать структуру магнитного поля в Галактике [41].

Три самых быстрых пульсара 0531+21, 0833—45 и 1913+16 являются наиболее уникальными среди остальных. Первые два отождествлены с остатками взрыва сверхновых и имеют самый широкий диапазон излучения, третий входит в двойную систему. Их исследования предоставляют наиболее ценные данные для понимания явления пульсара.

14. *Пульсар 0531+21 в Крабовидной туманности.* Этот пульсар отождествлен с центральной звездой ($\sim 17^m$) Крабовидной туманности [42], считающейся остатком взрыва сверхновой 1054 г. Период его самый маленький — 0.033 с, скорость изменения периода самая большая — $433 \cdot 10^{-15}$ с/с, причем у него наблюдалось несколько сильных сбоев периода. До недавнего времени был единственным пульсаром, излучающим также оптические импульсы [43]. Диапазон его излучения 10^7 — 10^{25} Гц, то есть это оптический, гамма-, рентгеновский и радио-пульсар.

Сама Крабовидная туманность обладает сильным синхротронным излучением во всех диапазонах. Его объяснение связывалось со свойствами центральной звезды Н. С. Кардашевым и Ф. Пачини, последний предвидел и возможность существования пульсара в Крабе [46]. Полная светимость во всех диапазонах $L \sim 10^{37}$ эрг/с (напомним, что $L_{\odot} \approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с), основной диапазон — рентгеновский. Расстояние до пульсара 2000 пс, мера дисперсии 57 см^{-1} пс, примерно треть ее обусловлена туманностью или самим пульсаром.

На расстоянии 0.4 периода от основного импульса наблюдается промежуточный, в рентгеновских лучах такой же интенсивности, как и основной. В радиодиапазоне четко выделяется предимпульс, который с ростом частоты слабеет и исчезает в оптическом диапазоне. Радиопульс опережает оптический примерно на 39 периодов. На всех частотах импульсы испускаются синхронно. В отличие от оптических, радиопульсы подвержены очень сильным, порой стократным вариациям интенсивности.

15. *Пульсар 0833—45 в Парусах.* Находится в радиотуманности Вела X (Паруса), возраст которой оценивается в несколько десятков тысяч лет. Третий по малости периода — 0.089 с, он обладает и третьей по величине производной периода — $125 \cdot 10^{-15}$ с/с. Наиболее подвержен сильным сбоям периода [28—33]. Как и пульсар в Крабе, излучает в радио-, гамма- и рентгеновском диапазонах, а недавно зарегистрированы и оптические импульсы [51]. Однако, в отличие от пульсара в Крабе, импульсы 0833—45 в разных диапазонах смещены по фазе относительно друг друга. Рентгеновский импульс отстает от радиопульса на треть периода, основной (с двумя пиками, разделенными на 22 мс) оптический импульс также отстает от радиопульса, располагаясь симметрично между двумя гамма-пиками, отстоящими на 33 мс. Импульсное излучение в голубом свете соответствует примерно 25 звездной величины.

16. *Двойной пульсар 1913+16.* Открыт в 1974 г. Халсом и Тейлором [52]. При измерениях периода (второго по малости — 0.059 с) были обнаружены регулярные доплеровские вариации* длительностью в 8 часов. Эти колебания объясняются орбитальным движением по орбите с большой полуосью, равной примерно $R_{\odot}$ и эксцентриситетом 0.61. Радиальная скорость при движении по орбите меняется от +100 до —300 км/с. Оба компонента двойной системы предполагаются компактными с массами $\sim 0.13 M_{\odot}$. Расстояние до системы 6 кпс. По замечанию тер-Хаара [2], двойной пульсар 1913+16 предоставляет в наше распоряжение великолепную релятивистскую лабораторию (см. также [53, 54]).

* Доплеровские изменения периодов остальных пульсаров полностью описываются движением Земли.

III. Возрасты пульсаров

17. *Кинематический возраст пульсаров.* Распределение пульсаров вблизи плоскости Галактики привело Ганна и Острикера [55] к заключению, что пульсары рождаются в плоскости Галактики и со временем покидают ее. Как показывают исследования собственных движений [56], пульсары обладают высокими скоростями движений, от 100 до 500 км/с. Среднее расстояние $\bar{z}$ пульсаров от плоскости Галактики составляет 230 пс, а средняя скорость $\bar{v} \sim 200$ км/с [56], что приводит к следующей оценке кинематического возраста пульсаров

$$T = \bar{z} / \bar{v} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ лет.} \quad (8)$$

В целях косвенной проверки «генетической связи» пульсаров с другими объектами, в частности, с остатками сверхновых, интересно сравнить частоты их рождения в Галактике. Основанная на данных о радиоостатках, для сверхновых она составляет примерно одну в 50—150 лет. Судя по плотности распределения пульсаров в окрестности Солнца, следует ожидать порядка 10^6 активных пульсаров в Галактике. Тогда, исходя из кинематического возраста $2 \cdot 10^6$ лет, Тейлор и Манчестер оценивают частоту рождения пульсаров как один в 40 лет [56]. Основываясь на данных о дисперсии собственных движений, Хансон [57] получает оценку кинематического возраста в $4.6 \cdot 10^6$ лет и, следовательно, вдвое меньшую частоту рождения пульсаров в Галактике. Из других данных приведем теоретически рассчитанную частоту рождения нейтронных звезд — одна в 27 лет [58], и частоту смерти массивных звезд (с массами $M > 4 M_{\odot}$) [59], близкую к оценке Хансона для частоты рождения пульсаров.

Кинематический возраст пульсаров не подвержен сильным влияниям селекции и не зависит от выбора шкалы расстояний. С другой стороны, он находится в противоречии с данными о характеристических возрастах пульсаров (см. ниже). Это, в частности, заставляет заподозрить сильную завышенность характеристических возрастов по сравнению с истинными. Соображения последующих параграфов устраняют это противоречие.

18. *Характеристические возрасты пульсаров.* Для оценки возрастов отдельных пульсаров обычно используется факт возрастания со временем периодов пульсаров. Принято считать, что пульсары рождаются с начальными значениями периодов, близкими к нулю [3]. Это предположение лежит также в основе теоретических построений моделей пульсаров. Тогда возраст пульсара можно определить как отношение периода P к скорости его возрастания $\dot{P} = P/P$. Теоретические соображения, а также предполагающееся убывание $\dot{P}$ с ростом P приводят к более «разумной» оценке:

$$\tau \approx \frac{1}{2} P_1 \dot{P}. \quad (9)$$

Вычисленные таким образом характеристические возрасты для двух пульсаров 0531+21 (1240 лет) и 0833—45 (11300 лет), отождествленных с остатками сверхновых, неплохо согласуются с возрастaми этих остатков, определенными другими методами (заметим, что у этих пульсаров периоды самые маленькие).

Таблица 1

$\lg \tau$	3	4	5	6	7	8	9
N	1	4	14	38	25	3	1

В табл. 1 приводится распределение 86 пульсаров с известными значениями P по характеристическому возрасту τ [12]. Если бы характеристические возрасты правильно отражали «истинные» возрасты пульсаров, их распределение было бы равномерным по τ , по крайней мере, при малых τ . Это следует в предположении, что пульсары рождаются с малыми начальными «периодами-возрастами» и эволюционируют примерно одинаковым путем. Распределение же, приводимое в табл. 1, не соответствует ожидаемой пропорциональности числа пульсаров длине интервала τ и указывает на сильную завышенность характеристических возрастов над истинными. Среднее значение характеристического возраста равно $\tau = 5 \cdot 10^7$ лет [12], оно на порядок выше кинематического.

19. С какими периодами рождаются пульсары? На такую постановку вопроса обратил внимание автора в 1970 г. В. А. Амбарцумян. Уже тогда количество пульсаров составляло 55 и можно было с определенностью заключить, что представление о том, что все пульсары рождаются с очень малыми начальными периодами, неверно [60].

Решение этого вопроса основывается на известном распределении $N(P)$ пульсаров по периодам и следующих допущениях:

1) Искомое распределение $n(P_0)$ рождающихся пульсаров по начальным значениям периодов стационарно во времени,

2) Периоды пульсаров возрастают с некоторой средней (постоянной) скоростью $a = \dot{P}$.

Одновременно эти допущения означают, понятно, стационарность во времени наблюдаемого распределения $N(P)$. Если первое допущение является естественным, то применимость второго, вообще говоря, подлежит проверке. В соответствии с 2) вводится пока неопределенный масштаб времени a .

Не останавливаясь здесь на математической стороне задачи, приведем ее окончательное решение применительно к настоящему случаю. Искомая функция $n(P)$ определяется выражением

$$n(P) = \begin{cases} \frac{d}{dP} N(P), & P < T_0, \\ \frac{d}{dP} [N(P - T_0) + N(P)], & P > T_0, \end{cases} \quad (10)$$

где T_0 — значение P , соответствующее максимуму (если таковой имеется) распределения $N(P)$. Случай $P > T_0$ означает, что функция $N(P)$ при $P < T_0$ должна быть смещена вправо на величину T_0 , сложена с функцией $N(P)$ при $P > T_0$ и продифференцирована. Ниже для удобства параметр, соответствующий начальному значению периода, будем обозначать буквой P_0 . Перейдем теперь к обсуждению наблюдаемого распределения $N(P)$ пульсаров по периодам.

20. *Распределение пульсаров по периодам.* На рис. 1 представлено распределение известных 320 пульсаров по периодам. Для него характерно наличие двух максимумов, соответствующих значениям P , равным 0.5 с и 1.25 с. Третий и четвертый максимумы обусловлены очень малым количеством пульсаров (по 10 каждый), чтобы их принимать во внимание. Распределение построено специальным методом, позволяющим устранить известные некорректности в построении гистограмм.

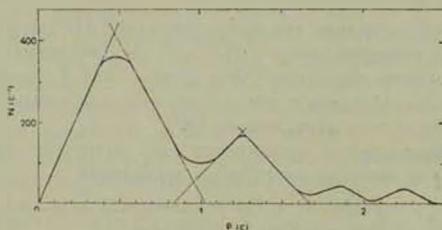


Рис. 1.

Два хорошо выраженных максимума в распределении пульсаров по периодам обнаруживались нами, начиная с 1970 года, и их наличие подтверждалось по мере накопления новых данных о пульсарах. Тейлор и Манчестер [3] исключают влияние селективных факторов на форму (первого) максимума, а на заметный «провал» в области $P \approx 1$ с недавно указали независимо друг от друга авторы работ [17, 61].

Распределение $N(P)$ хорошо представляется в виде суммы двух распределений-«треугольников», изображенных на рисунке прямыми линиями. Оба треугольника являются равнобедренными, причем первый соответствует ≈ 220 пульсарам, а второй ≈ 80 . Решение задачи о нахождении функции $n(P_0)$ требует их раздельного рассмотрения как двух независимых групп.

Если отсутствие пульсаров с большими значениями периодов означает, что пульсарам присуще определенное время жизни, после которого они «угасают», то сравнительная малость числа пульсаров с малыми периодами есть, очевидно, прямое указание на то, что не все пульсары рождаются с начальными периодами, близкими к нулю, а только очень малая их доля.

21. *Распределение рождающихся пульсаров по периодам.* Применение формул (10) к распределению $N(P)$ представленному на рис. 1, приводит к следующему результату. Пульсары первой группы (соответствующей первому максимуму) рождаются с начальными периодами, принимающими значения в интервале $0 < P_0 < T_0$ равновероятно. Время активной жизни этих пульсаров равно T_0 , то есть равно времени, за которое период пульсара возрастает, скажем, от 0 до T_0 (со скоростью α). Пульсары второй группы (соответствующей второму максимуму в распределении по периодам) рождаются с начальными периодами, лежащими в интервале $0.8 < P_0 < 1.25$ с, также равновероятно. Время их активной жизни порядка $0.45 \text{ с} \approx T_0$.

Описанное распределение рождающихся пульсаров по начальным периодам представлено на рис. 2. На нем указана также третья группа пульсаров, соответствующая третьему максимуму на рис. 1. Не исключена воз-

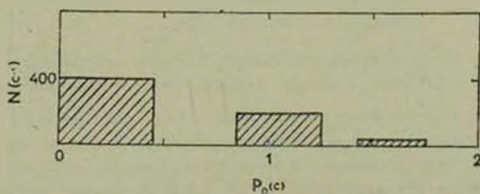


Рис. 2.

можность, что пульсары второй группы являются частью (40%) пульсаров первой группы, временно (на время ~ 0.3 с) прекратившей свою пульсационную активность. Исходя из других соображений, ниже мы увидим, что это не так.

Заметим, что, если бы все пульсары рождались с нулевыми начальными периодами, то функция $n(P_0)$ должна была описываться дельта-функцией $\delta(P_0)$.

22. *Зависимость между периодом и его произвольной.* На диаграмме на рис. 3 отложены значения P и $\dot{P}$ для 86 пульсаров с известными значениями $\dot{P}$ [12]. Величины $\dot{P}$ меняются в довольно широких пределах от 10^{-16} до 10^{-13} с/с. Нельзя не заметить, что у нескольких пульсаров с очень малыми периодами значения $\dot{P}$ особенно велики. Это обстоятельство заставляет думать, что скорость возрастания периода убывает с ростом периода. Заметим, что с физической точки зрения более приемлемой является обратная пропорциональность между $\dot{P}$ и P . В вопросе о корреляции этих величин у разных авторов имеются разногласия [2, 3]. Пунктирная прямая на диаграмме 3, указывающая на слабое возрастание $\dot{P}$ с ростом P , проведена методом наименьших квадратов.

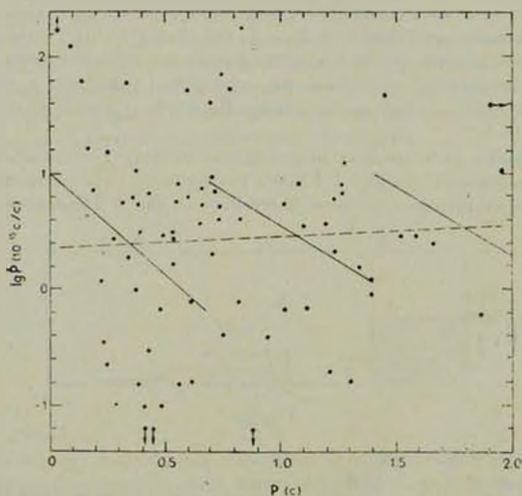


Рис. 3.

Имея в виду наличие трех независимых групп пульсаров, указанных в предыдущем пункте, рассмотрим независимо друг от друга отдельные части диаграммы $P-\dot{P}$, соответствующие интервалам периодов (0—0.7),

(0.7 — 1.4) и (1.4 — 2.1) с. Для каждой из этих групп пульсаров на диаграмме 3 методом наименьших квадратов проведены прямые, аппроксимирующие зависимость t от P . Теперь мы видим явное убывание P в зависимости от P для каждой из трех рассматриваемых групп. Это в свою очередь свидетельствует в пользу независимости этих групп пульсаров.

Интересно, что наклоны этих трех прямых на диаграмме 3, как и средние значения $\bar{P}$ для каждой группы довольно близки друг к другу. Последние соответствуют примерно значению $a \approx 3.7 \cdot 10^{-15}$ с/с.

23. *Об истинных возрастах пульсаров.* С целью получить оценки возрастов пульсаров, более близкие к истинным, можно пересмотреть определение характеристических возрастов, считая, например, что пульсары рождаются с начальными значениями периодов, равными 0, 0.7 и 1.4 с, соответственно упомянутым группам. Тогда для пульсаров I группы характеристические возрасты (9) останутся неизменными, а для II и III групп они существенно уменьшатся.

Вычисленные с такой поправкой характеристические возрасты $\bar{\tau}$ (в миллионах лет) приводятся в табл. 2. При вычислениях, из I группы, содержащей 42 пульсара, были исключены 7, из второй, состоящей из 29, — 2 пульсара, характеристические возрасты которых на порядок и выше превышали соответствующие средние.

Таблица 2

Группа	I	II	III
$\bar{\tau}$	3.6	3.2	3.8
T_0	4.4	4.3	4.0

Во второй строке табл. 2 приводится среднее время активной жизни T_0 пульсаров, соответствующее времени $T_0 \approx 0.5$ с при значениях $a = 3.6, 3.7$ и 4.0 (10^{-15} с/с), составляющих средние значения $\bar{P}$ для каждой из трех групп. Как видим, значения характеристических возрастов близки между собой для трех групп и к среднему времени активной жизни пульсаров, равной $T_0 \approx 4.4 \cdot 10^6$ лет. Заметим, что истинные возрасты пульсаров должны оцениваться вдвое меньшей величиной, так как они рождаются с периодами, равными не 0, 0.7 и 1.4 с, как было принято при вычислениях выше, а равномерно распределенными в соответствующих интервалах.

Таким образом, с учетом того, что пульсары рождаются не с нулевыми значениями начальных периодов, известное противоречие между их ки-

нематическими и истинными возрастами (или характеристическими) может быть устранено.

24. *Диаграмма период — расстояние от плоскости Галактики.* Если действительно у всех трех групп пульсаров возрасты примерно одинаковы, и если они, образуясь в плоскости Галактики, покидают ее в среднем с одинаковыми скоростями, то нужно ожидать равенства средних удаленностей пульсаров от плоскости Галактики для всех групп.

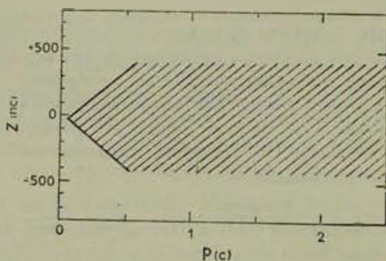


Рис. 4.

На рис. 4 приведена диаграмма период—расстояние от плоскости Галактики для 147 пульсаров с известными Z (данные взяты из [12]). Почти 95% пульсаров замечательным образом ложатся в заштрихованную на рис. 4 область, имеющую форму «заточенного карандаша», резко обозначая при этом края «острия». В пределах «острия» с $P < 0.5$ с распределены 65 пульсаров, в то время как перед «острием» находятся 7 пульсаров. Наиболее сильно удалены от острия пульсары 0531+21 (в Крабе) и двойной пульсар 1913+16. Пульсар в Крабе сравнительно молод и следовательно, родился с указанным отклонением от плоскости Галактики. В вершине «острия» расположен пульсар Велы X.

Форма «карандаша» на диаграмме соответствует представлению о том, что пульсары I группы рождаются в плоскости Галактики с периодами в интервале (0—0.5) с, с течением времени удаляясь со скоростью ~ 100 км/с. Края «карандаша» при $P > 0.5$ с также соответствуют средней скорости удаления от плоскости ~ 100 км/с. То обстоятельство, что пульсары второй и третьей групп удалены от плоскости Галактики не более, чем пульсары I группы, означает, что они не являются «потомками» последних в том смысле, в котором упоминалось в п. 21.

Интересно, что такую же форму «карандаша» имеет распределение пульсаров на диаграмме $(-\lg P)$ — расстояние от плоскости Галактики.

При этом в вершине «острия» опять расположен пульсар в Веле X со значением $\lg P = -12.5$, а пульсар в Крабе и двойной пульсар снова выпадают из области «карандаша».

май, 1979 г.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

PULSARS (the observational data review)

M. A. MNATSAKANIAN

The review of the observational data of pulsars is given. The issue of the pulsars ages is analysed.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Hewish, Pulsars, Ann. Rev. Astron. Astroph., 8, 265, 1970.
2. А. тер-Харв, Пульсары, УФН, 118, 523, 1976.
3. J. H. Taylor, R. N. Manchester, Recent Observations of Pulsars, Ann. Rev. Astron. Astroph., 15, 19, 1977.
4. A. Hewish, Three Years with Pulsars, Mitteilungen der Astronomische Gesellschaft, 31, 15, 1972.
5. Р. Н. Манчестер, в сб. «Галактическая и внегалактическая радиоастрономия», Мир М., 1976.
6. И. С. Шкловский, Звезды, их рождение, жизнь и смерть, Наука, М., 1975.
7. Г. С. Саакян, в сб. «Проблемы современной космогонии», Наука, М., 1972.
8. Сб. «Пульсары» (русск. перев. под ред. В. В. Виткевича), Мир, М., 1971.
9. A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, R. A. Collins, Nature, 217, 709, 1968 (русск. пер. в [8]).
10. A. Hewish, Pulsating Stars, a Nature preprint, p. VII, 1968 (русск. пер. в [8]).
11. J. D. H. Pilkington, A. Hewish, S. J. Bell, T. W. Cole, Nature, 218, 126, 1968 (русск. пер. в [8]).
12. J. H. Taylor, R. N. Manchester, Ap. J., 80, 794, 1975.
13. M. I. Large, A. E. Vaughan, M. N., 151, 277, 1971.
14. J. G. Davies, A. G. Lyne, J. H. Seirudakis, Nature, 240, 223, 1972.
15. J. G. Davies, A. G. Lyne, J. H. Seirudakis, Nature, 244, 84, 1973.
16. R. A. Hulse, J. H. Taylor, Ap. J., 191, L59, 1974.
17. R. A. Hulse, J. H. Taylor, Ap. J., 201, L55, 1975.
18. R. N. Manchester, A. G. Lyne, J. H. Taylor, J. M. Durdin, M. I. Large, A. G. Little, M. N., 183, 409, 1978.
19. M. Damashek, J. H. Taylor, R. A. Hulse, Ap. J., 225, L31, 1978.
20. P. E. Hardee, Ap. J., 227, 958, 1979.
21. D. W. Richards, J. Rankin, G. A. Zetsis, Nature, 251, 57, 1974.

22. В. В. Виткевич, Ю. Н. Алексеев, В. Ф. Журавлев, Ю. П. Шитов, *Nature*, 224, 49, 1969.
23. Ю. Н. Алексеев, В. В. Виткевич, В. Ф. Журавлев, Ю. П. Шитов, *ДАН СССР*, 187, № 2, 1969.
24. T. W. Cole, H. K. Hesse, C. G. Page, *Nature*, 225, 713, 1970.
25. G. R. Huguenin, R. N. Manchester, J. H. Taylor, *Ap. J.*, 169, 97, 1971.
26. J. H. Taylor, G. R. Huguenin, *Ap. J.*, 167, 273, 1971.
27. D. H. Roberts, *Ap. J.*, 207, 949, 1976.
28. V. Rudhakrishnan, R. N. Manchester, *Nature*, 222, 228, 1969.
29. P. E. Reichley, G. S. Downs, *Nature*, 222, 229, 1969.
30. P. E. Reichley, G. S. Downs, *Nature Phys. Sci.*, 224, 48, 1971.
31. R. N. Manchester, W. M. Goss, P. A. Hamilton, *Nature*, 259, 291, 1976.
32. P. E. Boynton, E. J. Groth, D. P. Hutchinson, G. P. Nanos, R. B. Partridge, D. T. Wilkinson, *Ap. J.*, 175, 217, 1972.
33. E. Loosen, *Nature*, 258, 688, 1975.
34. A. D. Kuzmin, V. M. Malofeev, Yu. P. Shitov, J. G. Davies, A. G. Lyne, B. Rowson, *M. N.*, 185, 441, 1978.
35. K. Davidson, Y. Terzian, *Nature*, 221, 729, 1969.
36. A. J. R. Prentice, D. ter-Haar, *Nature*, 222, 964, 1969.
37. K. Davidson, Y. Terzian, *Astron. J.*, 71, 849, 1969.
38. Y. Terzian, в сб. "The Physics of Pulsars", Gordon and Breach, 1972, p. 85.
39. J. H. Taylor, R. N. Manchester, *Ap. J.*, 215, No. 3, 1977.
40. D. H. Clark, J. L. Caswell, *M. N.*, 174, 267, 1976.
41. Лж. А. Веркер, в сб. "Галактическая и внегалактическая радиоастрономия" Мир, М., 1976.
42. D. H. Staelin, E. C. Reifstein, *Science*, 162, 1481, 1968.
43. W. J. Cocke, M. J. Disney, D. J. Taylor, *Nature*, 221, 525, 1969 (русск. пер. в [8]).
44. F. Pacini, *Nature*, 221, 169, 1969.
45. F. Pacini, *Nature*, 216, 567, 1967.
46. F. Pacini, *Nature*, 219, 145, 1968.
47. J. M. Comella, H. D. Craft, R. V. Lovelace, J. M. Sutton, G. L. Tyler, *Nature*, 221, 453, 1969 (русск. пер. в [8]).
48. E. K. Conklin, H. T. Howard, J. S. Miller, E. J. Wampler, *Nature*, 222, 552, 1969 (русск. пер. в [3]).
49. E. A. Boldt, U. D. Desai, S. S. Holt, P. J. Serlemitsos, R. F. Silverberg, *Nature*, 223, 280, 1969.
50. H. V. Bradt, в сб. "The Physics of Pulsars", Gordon and Breach, 1972, p. 33.
51. P. T. Wallace, B. A. Peterson, P. G. Murdin, I. J. Danziger, R. N. Manchester, A. G. Lyne, W. M. Goss, F. G. Smith, M. J. Disney, K. F. Hartley, D. H. P. Jones, G. W. Wellgate, *Nature*, 266, 692, 1977.
52. R. A. Hulse, J. H. Taylor, *Ap. J.*, 193, L51, 1975.
53. C. M. Will, *Ap. J.*, 205, 851, 1976.
54. P. M. McCulloch, J. H. Taylor, R. Weisberg, *Ap. J.*, 227, L133, 1979.
55. J. E. Gunn, J. P. Ostriker, *Ap. J.*, 160, 979, 1970.
56. J. H. Taylor, R. N. Manchester, *Ap. J.*, 215, 885, 1977.
57. R. B. Hanson, *M. N.*, 186, 357, 1974.
58. J. G. Hills, *Ap. J.*, 221, 973, 1978.
59. J. P. Ostriker, D. O. Richstone, T. X. Thuan, *Ap. J.*, 189, L119, 1974.
60. М. А. Мнацаканян (неопубликовано).
61. J. G. Davies, A. G. Lyne, J. H. Setradakis, *M. N.*, 179, 635, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 523.841

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОСЛЕДЕНИЯ ПУЛЬСАРА В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛАБОРАТОРИИ (Сбор)

Дж. С. ЦАКАДЗЕ, С. Дж. ЦАКАДЗЕ

Изложены результаты экспериментального изучения свойств сверхтекучего ^4He в режиме нестационарного вращения. На основе анализа экспериментальных данных показано, что особенности вращения пульсаров (внезапные подскоки скорости, осцилляции угловой скорости вращения, длительные релаксационные процессы) могут быть объяснены на основе представления о сверхтекучести нейтронной жидкости в пульсарах.

Как известно, крупнейшее открытие в астрофизике XX века было сделано в 1967 г. в Англии при испытании нового радиотелескопа, когда чувствительная электронная аппаратура зарегистрировала регулярные радиопульсы [1] (в метровом диапазоне), интервал времени между которыми был порядка секунды и постоянным с точностью до миллиардных долей секунды. Первой мыслью английского ученого Хьюиша и его учеников, открывших столь удивительные импульсы космического происхождения, была мысль о сигналах внеземной цивилизации. Однако вскоре были получены новые данные о природе таинственных сигналов, которые не оставили сомнения в их естественном происхождении. Источники этих сигналов были названы пульсарами. Через некоторое время выяснилось [2], что пульсары являются нейтронными звездами, которые еще в 30-е годы были открыты «на кончике пера» известным советским ученым, академиком Ландау [3]. Исходя из теоретических соображений он показал, что во Вселенной должны существовать сверхплотные небесные тела малых размеров. Масса этих тел должна быть порядка массы Солнца, а размер порядка 10 км, плотность вещества в них должна быть $\sim 10^{14}$ г/см³. Такой плотностью обладает вещество, из которого состоят ядра атомов. Таким образом, пульсар представляет собой как бы гигантское атомное ядро.

В дальнейшем учеными различных стран было показано, что сверхплотные звезды действительно должны состоять из ядерного вещества: нейтронов, протонов и электронов, что они, эти звезды, должны образовываться в результате взрыва сверхновых [4], когда у звезд, масса которых порядка массы Солнца, исчерпывается запас «горючего» и начинается их катастрофическое сжатие: вещество звезды с огромной скоростью начинает падать на ее центральную часть, температура которой быстро растет, пока не произойдет сильнейший даже в космических масштабах взрыв. При этом образуется туманность, а в ней быстровращающаяся нейтронная звезда — пульсар. В этот момент температура звезды достигает 10^9 градусов. Уже через несколько лет температура звезды уменьшается на два-три порядка и потом уже долго держится постоянной.



Рис. 1. Схематический разрез пульсара.

Согласно современным представлениям, развитым американскими учеными Беймом, Петиком, Пайнсом и Рудерманом [5], пульсар имеет следующее строение (см. рис. 1): внутри твердой железной оболочки звезды (состоящей из ядер Fe^{56}) находится нейтронная жидкость с малой примесью протонов и электронов. Плотность вещества коры $\sim 10^7$ г/см³, а нейтронной жидкости — $\sim 10^{14}$ г/см³. Тяжелые пульсары должны иметь также твердую сердцевину, состоящую из нейтронной или адронной кристаллической решетки [6]. Благодаря огромной плотности ускорение си-

лы тяжести на поверхности пульсара примерно $10^{10} - 10^{12} g$ (g — ускорение силы тяжести на поверхности Земли). Магнитное поле этой звезды также должно иметь колоссальную напряженность, приблизительно $10^{11} - 10^{12}$ Гс. Из-за несовпадения «географического» и магнитного полюсов пульсара его магнитная ось имеет значительный наклон относительно оси вращения. Если теперь учесть, что излучение пульсара направлено преимущественно вдоль магнитной оси, то станет ясным, почему мы регистрируем его в виде импульсов: это происходит тогда, когда магнитная ось пульсара направлена на Землю. Отсюда, между прочим, вытекает, что мы можем зарегистрировать только малую часть общего количества пульсаров: излучение большинства из них проходит мимо земного наблюдателя. И действительно, согласно оценкам [7] количество пульсаров во Вселенной должно быть $\sim 10^7$, из них на сегодняшний день открыто ~ 200 .

Естественно, что излучающий пульсар должен притормаживаться, то есть с течением времени период его вращения должен расти. Справедливость этого предположения была доказана уже в 1969 г., почти для всех известных тогда пульсаров, что сыграло роль решающего подтверждения тождественности пульсаров с молодыми нейтронными звездами. Зная период вращения пульсаров (который для различных звезд меняется в пределах $(0.333... \div 4)$ с) и темп их замедления (что составляет $\sim 10^{-8} - 10^{-9}$ с в сутки), можно определить возраст звезды. Например, для пульсара Крабовидной туманности такая оценка дает ~ 1000 лет, что хорошо совпадает с возрастом этой туманности, пульсар Парусов X имеет возраст порядка 10^4 лет, это есть возраст туманности Парусов X, определенный радиоастрономическими методами. Так же можно определить, что пульсар PSR 0611-22 связан с радиотуманностью IC 433, их возраст 65 тысяч лет, а самые старые из пульсаров имеют возраст более миллиарда лет. Первый из открытых пульсаров уже прожил пять миллионов лет (после букв «PSR», что обозначает пульсар — (Pulsar) указаны экваториальные координаты звезды: первые четыре цифры дают прямое восхождение в часах и минутах, а последние две — склонение в градусах и минутах). Оценки показывают, что туманности, которая рождается вместе с пульсаром, рассеивается в пространстве примерно за сто тысяч лет. Этот факт подтверждается наблюдениями: вокруг «старых» пульсаров нет никаких туманностей, тогда как «молодые» пульсары, наоборот, находятся в туманностях — остатках сверхновых. Самый быстровращающийся пульсар PSR 0532+21 с периодом вращения 0.033... с (в настоящее время период вращения пульсаров определяется с точностью до 11-го знака) занимает центральную область Крабовидной туманности. Дата рождения этого пульсара — 1054 г. В том году в созвездии Тельца китайскими и японскими астрономами был зарегистрирован «небесный гость» — такая яркая

сверхновая, что она была видна даже днем. В центре Крабовидной туманности еще в прошлом веке были наблюдаемы две близкие звездочки-соседи. Одна из них обычная звезда, с характерным для таких звезд спектром. Вторая — голубая звезда. Ее спектр отличается от спектра всех других звезд отсутствием эмиссионных линий, а также линий поглощения: он сплошной, что указывает на необычную природу излучения этой звезды. Уже в 30-х годах было высказано предположение, что голубая звезда является нейтронной звездой, а ее излучение имеет нетепловую природу. Вскоре после того, как в центре Крабовидной туманности был открыт пульсар, на голубую звезду изглянули через стробоскоп, период вращения которого равнялся периоду вращения пульсара. Когда фазы вращения стробоскопа и пульсара совпадали, голубая звезда регистрировалась на фотопленку. При расстройстве фаз звезды не было. Так было доказано, что голубая звезда Крабовидной туманности, которую мы видим как слабую звезду 16-ой величины, есть пульсар PSR 0532+21. Оказалось, что оптическое излучение этого пульсара имеет синхротронную природу, то есть вызвано движением релятивистских электронов в магнитном поле звезды. Синхротронное излучение характеризует и саму Крабовидную туманность, при этом поставщиком заряженных частиц является пульсар. Следует отметить, что впервые на синхротронную природу излучения Крабовидной туманности указал советский ученый Шкловский [8] в 1953 г. Затем Гинзбург и Гордон предположили, что в таком случае это излучение должно быть поляризовано линейно. Вскоре, в 1954 г., Вашакидзе [9] экспериментально обнаружил этот эффект.

Кроме радиоволн и видимого света пульсар PSR 0532+21 излучает рентгеновские лучи и γ -кванты. Пульсары в основном излучают радиоволны в метровом и дециметровом диапазонах. Основное излучение около 20-и пульсаров более жесткое — в области рентгеновских лучей, 3 пульсара излучают и видимый свет. Многие теоретические соображения указывают на то, что пульсары могут явиться одним из источников космических лучей. В последнее время эта точка зрения, по-видимому, подтверждается и экспериментально [10].

Тщательные наблюдения показали, что вращение пульсара характеризуется рядом особенностей. На рис. 2 показана временная зависимость скорости вращения пульсара. Как уже было отмечено выше, скорость вращения, хотя очень медленно, но все же уменьшается [11, 12] у всех без исключения звезд. На фоне этого уменьшения возможны и резкие подскоки скорости, как это было зарегистрировано у двух самых быстрых пульсаров PSR 0532+21 и PSR 0833—45. Это явление впервые наблюдалось в 1969 г. [13—16]. В последующие годы PSR 0833—45 ускорялся еще дважды: в 1971 г. [17] и в 1975 г. [18], а пульсар PSR 0532+21 ускорялся че-

рез каждые три месяца [6] (с такой частотой происходят, так называемые, микроускорения). Интервал времени τ между этими событиями является весьма важной характеристикой поведения пульсаров. Еще более необычное явление наблюдалось у обеих звезд после внезапного увеличения скорости: началось их более резкое, чем до скачка скорости, замедление, которое длилось в течение времени t_0 , по истечении которого замедление пульсаров вернулось к прежнему темпу [19]. Это указывает на возникновение релаксационных процессов при ускорении звезды, которые длятся в тече-

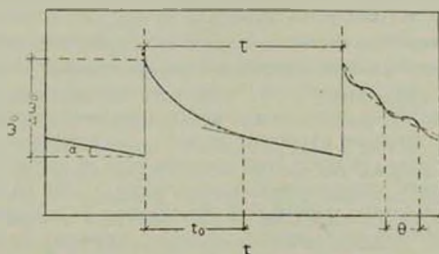


Рис. 2. Зависимость угловой скорости вращения пульсаров от времени. t_0 — время релаксации, τ — интервал времени между ускорениями, θ — период осцилляций угловой скорости вращения.

ние времени t_0 . Это время для пульсара Парусов X порядка 1.2 года, а для пульсара Крабовидной туманности меняется в пределах $5 \div 15$ дней [20—22]. Третье характеристическое время связано со следующим феноменом: оказалось, что после подскока скорости, в процессе замедления, происходит осцилляция скорости вращения с периодом θ . Это время для обоих пульсаров порядка нескольких месяцев [23]. Все эти особенности поведения пульсаров, независимо от других соображений, приводят к вышеописанной схеме строения этой звезды. Более того, оказалось, что возможно продемонстрировать все наблюдаемые астрофизиками явления в низкотемпературной лаборатории, при помощи сверхтекучего гелия, залитого в сферический контейнер, который может свободно вращаться в парах жидкости с малым замедлением из-за трения.

Что такое сверхтекучесть? Это явление беспрепятственного протекания через узкие щели и капилляры для жидкого гелия было открыто в 1938 г. Капицей [24]. Сверхтекучее состояние, когда жидкость целиком лишена вязкости, с точки зрения классической физики является противоречивым, незаконным явлением, и только квантовая механика может объяснить как отсутствие вязкости у жидкого гелия, так и ряд других парадоксальных и уникальных особенностей этого явления. Теория сверхте-

кучести была создана Ландау в 1941 г. В этой теории [25] показывается, что жидкий гелий — квантовая жидкость, подчиняющаяся законам квантовой механики. Эта жидкость не замерзает даже при абсолютном нуле, если не создать над ее поверхностью давление в 25 атм. При понижении температуры ниже 2.17 К, в жидкости происходит фазовое превращение второго рода, образуется новая, сверхтекучая фаза, плотность которой ρ_s по мере дальнейшего понижения температуры возрастает. При этом соответственно уменьшается плотность нормальной компоненты (так что полная плотность жидкости ρ остается постоянной и равной $\rho_s + \rho_n$). Таким образом, жидкий гелий ниже 2.17 К при любой температуре, не равной нулю, состоит из смеси нормальной и сверхтекучей компонент. Нормальная компонента, в свою очередь, состоит из тепловых возбуждений — фононов и роточов, которые, как частицы идеального газа, движутся в объеме сверхтекучей жидкости, находящейся в основном состоянии, вовлекая в тепловое движение различные ее части. Следовательно эти компоненты принципиально не могут быть отделены друг от друга. Несмотря на это, в классических экспериментах Андроникашвили [26] было не только доказано существование сверхтекучей компоненты, но и измерена температурная зависимость ее плотности, которая оказалась совпадающей с предсказаниями теории Ландау.

Следующий качественно новый шаг в учении о сверхтекучести был сделан Фейнманом [27], который, основываясь на гипотезе Онсагера [28] и экспериментах Андроникашвили, показал, что во вращающемся сверхтекучем гелии образуются вихри с циркуляцией, равной единичному кванту $\Gamma_0 = h/m$ (m — масса атома гелия, h — постоянная Планка), и если без вихрей сверхтекучая компонента не взаимодействует с другими телами, то есть полностью лишена вязкости, то во вращающемся состоянии у него появляется эффективная вязкость, обусловленная рассеянием квантов тепловых возбуждений на стволах вихрей. Оказалось, что вихри возникают при определенной скорости вращения, ω_{c1} , именуемой первой критической скоростью (в обычных условиях $\omega_{c1} \sim 10^{-3} - 10^{-1} \text{ с}^{-1}$). По мере роста скорости вращения их число растет, а при, так называемой, второй критической скорости ω_{c2} число вихрей настолько велико, что вся сверхтекучая компонента превращается в нормальную (для жидкого гелия $\omega_{c2} = 10^4 - 10^5 \text{ с}^{-1}$).

Низкотемпературная школа грузинских физиков, созданная и возглавляемая Андроникашвили, имеет значительные достижения в деле теоретического и экспериментального изучения свойств вращающегося сверхтекучего гелия [29, 30]. В Грузии были впервые выявлены и объяснены многие удивительные и интересные свойства этой жидкости, были иссле-

дованы закономерности рождения [31] и распада [32] вихрей, их упругие свойства [33, 34] и т. д. О некоторых из них речь будет идти ниже.

Еще до открытия пульсаров, в 1959 г., Мингал [35] показал, что если существуют нейтронные звезды, то нейтроны в них должны образовать сверхтекучую жидкость с температурой перехода в сверхтекучее состояние $\sim (10^{10} \div 10^{12})$ К. Также до открытия пульсаров из работы Гинзбурга и Киржница [36] стало известно, что в сверхтекучей нейтронной жидкости должны образоваться квантованные вихри наподобие вихрей в жидком гелии. Критическая скорость вихреобразования в нейтронной жидкости оказалось равной $\omega_{c1} \sim 10^{-14} \text{ с}^{-1}$, а вторая критическая скорость — $\omega_{c2} \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Таким образом пульсары, скорость вращения которых лежит в интервале $(\sim 1.5 \div 200) \text{ с}^{-1}$, а температура не превышает $\sim 10^8$ К, должны быть пронизаны квантованными вихрями.

Эти представления сыграли большую роль в деле опознания нейтронных звезд. Действительно, из работ грузинских физиков было известно, что вовлечение во вращение сверхтекучей компоненты происходит путем рассеяния фононов и ротонов на ствoлах вихрей своеобразным механизмом, играющим роль вязкости сверхтекучей компоненты. Однако для установления равновесного движения в таком случае требуется гораздо большее время, чем в случае обычной вязкой жидкости. Пайнс и его сотрудники [19] подсчитали, например, что если пульсар состоял бы из нормальной нейтронной жидкости, то времена установления равновесного движения после подскока скорости равнялись бы миллионным долям секунды и практически были бы ненаблюдаемы. Если бы пульсар был твердым телом, то эти времена были бы еще меньше. Только сверхтекучая жидкость требует для установления равновесного режима движения в пульсарах по их теоретическим оценкам времени порядка $10^6 \div 10^7$ с. Таким образом, из совсем других — кинематических соображений можно прийти к выводу, что пульсар в основном состоит из сверхтекучей жидкости. Конечно, наиболее убедительным является вывод, к которому наука приходит несколькими независимыми друг от друга путями. Как и в этом случае, к выводу о сверхтекучести нейтронных звезд Мингал пришел из совсем других соображений: анализируя уравнение состояния нейтронной жидкости.

Модель пульсара, созданная в Институте физики АН Груз. ССР, представляет собой стеклянную сферу [37—39] (или цилиндр из оргстекла), подвешенную без опоры в магнитном поле (рис. 3). Специальная электронная система следит и в случае необходимости корректирует его положение в пространстве. Сфера заполняется жидким гелием и приводится во вращательное движение миниатюрным асинхронным электромоторчиком, ротор которого соосно со сферой закреплен на оси прибора. Кратковременным включением электромоторчика можно ускорить вращение прибора,

имитируя тем самым ускорение пульсара. Световой зайчик, отраженный от вращающейся системы, падает на светочувствительный кристалл, в котором возникает электрический импульс. Как и в случае настоящего пульсара, временной интервал между этими импульсами равен периоду вращения, и модель пульсара вращается с малым замедлением из-за трения о пары жидкости. Электрические импульсы, возникшие в светочувствительном элементе, по кабелю передаются на ЭВМ, которая с большой точностью определяет закон вращения стеклянной сферы со сверхтекучей жидкостью.

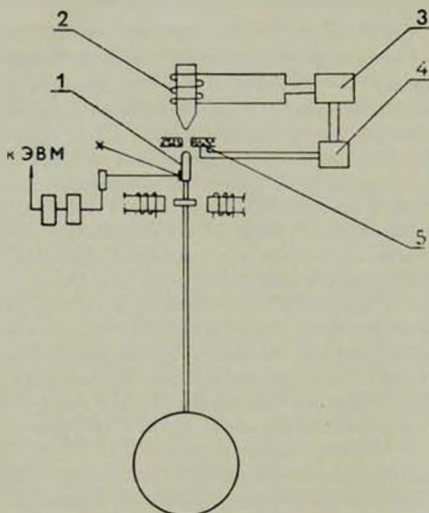


Рис. 3. Схематический чертеж прибора с безопорной магнитной подвеской. 1 — ферромагнитная головка, 2 — электромагнит, 3 — питание электромагнита, 4 — ВЧ генератор, 5 — катушка ВЧ контура-датчика положения.

Следя за изменением скорости замедления вращающейся модели в течение большого промежутка времени, заметили, что иногда сфера со сверхтекучей жидкостью самопроизвольно ускоряется, как это показано на рис. 4, на котором изображена временная зависимость скорости вращения модели пульсара. Почему это происходит?

Еще в 1959 г. при исследовании свойств вращающегося гелия, к чему тогда только приступали Андроникашвили и его ученики, было наблюде-
но [40] явление долгого сохранения вихрей в изменившейся обстановке. Например, если происходит резкое уменьшение скорости вращения [41],

то число вихрей, которое, как было сказано выше, пропорционально угловой скорости, уменьшается скачком через большое время, достигающее нескольких сотен секунд. Как правильно заметил Паккард [42], момент количества движения распавшейся группы вихрей передается жидкости,

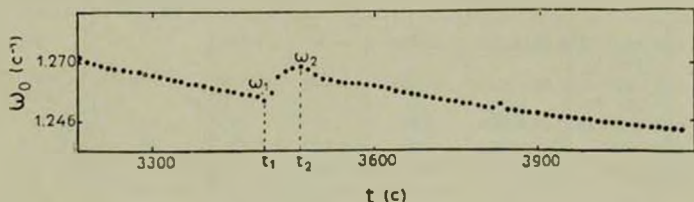


Рис. 4. Зависимость угловой скорости вращения сосуда с He II от времени.

которая и ускоряется. Причиной же ускорения пульсара, по мнению Рудермана [43], является, так называемое, звездотрясение. Из-за быстрого вращения кора пульсара имеет сплюснутую форму, как у Земли и других вращающихся небесных тел. Это вызвано действием центробежной силы и силой тяжести. Равновесие между этими силами наступает, когда вращающаяся сфера несколько сплюснута у полюсов. По мере замедления скорости вращения звезды центробежные силы, действующие на кору в экваториальной области, постепенно уменьшаются, а сила тяжести остается прежней. Равновесие между этими силами нарушается, в коре возникают и усиливаются механические напряжения, которые в конце концов приводят к скачкообразному оседанию коры у экватора. Это и есть явление звездотрясения: при этом скорость вращения резко подскакивает из-за сохранения момента количества движения (этим законом пользуются, например, мастера фигурного катания, когда для увеличения скорости вращения быстро приближают раскинутые в сторону руки). Пайнс и Шахам [44] подсчитали, что таким механизмом вполне можно объяснить наблюдаемые ускорения обоих пульсаров: и Краба, и Парусов X, однако время между ускорениями должно быть десятки лет, что противоречит астрофизическим наблюдениям. А если в пульсаре распадается большая группа вихрей, которые накопились при замедлении его вращения, как это имеет место в замедленно вращающемся сверхтекучем гелии? Подсчитаем. В пульсаре Краба за время между соседними ускорениями набирается избыточное число вихрей — 10^{13} . Такое же количество вихрей в пульсаре Парусов X наберется за $700 \div 1000$ суток, и периоды между ускорениями этого пульсара лежат в этом интервале: 720 суток между первым и вторым и 1400 суток между вторым и третьим.

Таблица 1

Пульсар	Период вращения P (с)	Ускорение P (ис/сутки)	Полное число вихрей N	N (сутки ⁻¹)	Время τ	
					Вычисленное на основе на- ших рассмотре- ний (лет)	Наблю- денное (суток)
PSR 0532+21 (Краб)	0.033099324	36.518	$6 \cdot 10^{11}$	$7 \cdot 10^{11}$		90
PSR 0833-45 (Парус X)	0.089209298	10.823	$2 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{10}$	2-3	900 1400
PSR 0611-22	0.334911898	4.84	$6 \cdot 10^{14}$	10^9	15	?
PSR 0736	0.374918324	1.73	$5 \cdot 10^{14}$	$2.5 \cdot 10^8$	30	?
PSR 2045-16	1.961565351	0.963	10^{14}	$1.5 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^4$	?

В табл. 1 приведены результаты подсчета таким способом времени между ускорениями и других быстрых пульсаров. Насколько наши прогнозы оправдаются и для других пульсаров, покажут дальнейшие наблюдения (параметры пульсаров R и τ взяты из работы Пайнса [45], а ω_0 и $\Delta\omega_0$ из статьи Лосена [22]).

Явление самопроизвольного ускорения имеет и самостоятельный интерес. Как было предположено Андроникашвили [46], при этом происходит фазовый переход особой, квантовой природы, когда скачком меняется постоянная вихревой решетки и число вихрей в сосуде.

Движение вихрей в неравномерно вращающейся жидкости рассматривалось сотрудниками Института физики АН Груз. ССР Красновым [47], Мамаладзе и Кикнадзе [48]. В частности Кикнадзе и Мамаладзе показали, что при замедлении вращения сверхтекучей жидкости происходит непрерывное и плавное перемещение вихрей к стенкам сосуда. При этом момент количества движения постоянно передается жидкости, а резкое его ускорение происходит при выходе к стенке группы вихрей, расположенных по периферийной окружности. Рассмотрим теперь вопрос о длительности релаксационного времени t_0 .

Процесс перераспределения момента количества движения и для модели имеет макроскопическую временную протяженность (рис. 5). Естественно, это время должно зависеть от числа вихрей (или, что то же самое, от скорости вращения ω_0), количества сверхтекучей компоненты (или отношения ρ_s/ρ), радиуса сосуда R и скачка скорости $\Delta\omega_0$. В результате тщательного исследования был получен закон изменения t_0 от всех перечисленных аргументов. Применяя методы теории размерностей, нами была получена соответствующая формула [49]:

$$t_0 = A \left(\frac{mR^2}{\hbar} \right)^2 \omega_0^{s-1} \left(\frac{\rho_s}{\rho} \right)^{-s} \ln(1 + c' \Delta\omega_0),$$

где $A = 1.0 \pm 0.1$, $\beta = 0.40 \pm 0.05$, $\alpha = 0.25 \pm 0.01$, $c' = c/u_{el} = \text{const} = 5.1 \pm 0.2$, m — масса атома гелия (или пары нейтронов), $\hbar = 2\pi\hbar$ — постоянная Планка.

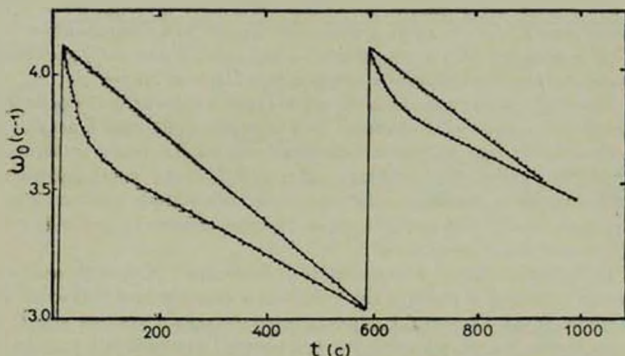


Рис. 5. Зависимость угловой скорости вращения сосуда от времени после резкого увеличения скорости вращения: верхние кривые — пустой сосуд, нижние кривые — сосуд с He II.

Если явление установления равновесия после ускорения в пульсарах происходит так же, как в сверхтекучем гелии, то эта формула должна быть справедливой и в случае пульсаров. То есть, если мы вместо радиуса сосуда, плотностей нормальной и сверхтекучей компонент, скорости вращения, массы атома гелия и величины скачка скорости подставим соответствующие пульсарам величины [50], эта формула должна дать хотя бы правильные порядки времен t_0 , известных из астрофизических наблюдений. Результаты применения этой формулы для расчета релаксационного времени в случае пульсара Крабовидной туманности, для которого известны [22] даты трех макроускорений, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Дата ускорения	Сентябрь 1969	Октябрь 1971	Февраль 1975
Параметры			
$\Delta\omega_0/\omega_0 \cdot 10^3$	9.5 ± 3.5	2.0 ± 0.2	37.2 ± 0.8
$t_0 \text{ набл. (с)}$	$(0.35 \pm 0.19) \cdot 10^4$	$(1.31 \pm 0.34) \cdot 10^4$	$(1.34 \pm 0.1) \cdot 10^4$
$t_0 \text{ выч. (с)}$	$(1.4 \pm 0.4) \cdot 10^4$	$(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^4$	$(1.5 \pm 0.2) \cdot 10^4$

В первой строке таблицы приведены отношения скачка скорости к самой скорости для трех ускорений этого пульсара. Во второй — наблюдаемые времена релаксации, а в третьей — t_0 , рассчитанное согласно вышеприведенной формуле. Сравнение последней строки с предыдущей показывает, что при первом наблюдаемом ускорении измеренное и вычисленное время на отличаются друг от друга в несколько раз, а для ускорений сентября 1971 г. и февраля 1975 г. эти времена совпадают. Такое же удовлетворительное согласие наблюдается и для пульсара Парусов X.

Наконец, рассмотрим явление осцилляции скорости после ускорения вращения. Рудерман [23] объяснил этот феномен, привлекая к делу волны Ткаченко [51]. Еще в 1966 г. советский ученый Ткаченко теоретически показал, что в вихревой решетке сверхтекучего гелия могут распространяться упругие волны наподобие звуковых. Многолетние усилия экспериментаторов многих лабораторий были тщетны: волны Ткаченко экспериментально не были наблюдаемы.

Рудерман высказал предположение, что при ускорении вращения пульсара в вихревой решетке его нейтронной сверхтекучей жидкости возбуждается волна Ткаченко, которая, взаимодействуя с твердой корой, может то замедлять, то ускорять его вращение. Теоретический подсчет показал [23], что период этого качания скорости может быть выражен формулой

$$\theta \sim \frac{4\pi}{5} \sqrt{\frac{m}{h\omega_0}} R.$$

В этой формуле θ — частота качания скорости, ω_0 — скорость вращения, R — радиус сосуда, m — масса частицы жидкости.

В лаборатории удалось пронаблюдать и это явление. Для этого был сделан особенно легкий сосуд из тонкого оргстекла. При резком ускорении этого сосуда со сверхтекучим гелием мы каждый раз наблюдали осцилляции скорости, как это показано на рис. 6. Период этих осцилляций в точности совпадает с расчетом согласно формуле Рудермана. Таким образом, на основе двухкомпонентной модели пульсара были объяснены и причины возникновения осцилляции скорости вращения нейтронных звезд. А попутно, впервые в земных условиях, были наблюдаемы волны Ткаченко.

Кроме этих основных явлений поведение пульсара и во многих других деталях совпадает с поведением замедленно вращающейся сверхтекучей жидкости. Например, из астрофизических наблюдений известно, что перед подскоком скорости замедление пульсара происходит несколько сильнее, чем обычно [15]. В лабораторных условиях наблюдается такое же явление перед самопроизвольным ускорением. Далее, согласно теоретическим представлениям, развитым Кикнадзе и Мамаладзе [52], при торможении сверхтекучей жидкости по мере перемещения вихрей к стенкам

сосуда происходит постоянная передача момента количества движения вихрей сосуду. Этот момент тем больше, чем ниже температура. На опыте ясно наблюдается проявление этого эффекта: чем ниже температура (при других одинаковых условиях), тем меньше замедление модели.

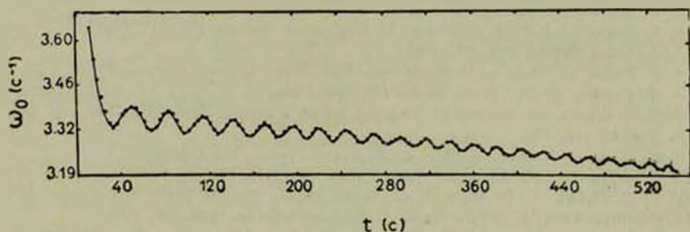


Рис. 6. Осцилляции скорости вращения сосуда с He II, возникающие после внешнего ускорения.

Таким образом, можно сказать, что эксперименты, проведенные в Институте физики АН Груз. ССР, подтверждают даже в деталях представление о сверхтекучести нейтронных звезд.

В заключение авторы благодарят Э. Л. Андроникашвили за стимулирующий интерес к работе, Ю. Г. Мамаладзе, Ю. К. Краснова, членов Объединенного низкотемпературного семинара Тбилиси и участников бакурианских семинаров по сверхтекучести за обсуждения.

Авторы благодарят В. А. Амбарцумяна и его сотрудников за предоставление возможности обсуждения основных положений работы в Бюраканской астрофизической обсерватории, за дискуссию и ценные замечания.

Авторы благодарят Д. Пайнса и Р. Паккарда за ценные предложения.

Октябрь, 1978 г.

Институт физики АН Груз. ССР

MODELLING OF THE PULSARS BEHAVIOUR IN A LOW TEMPERATURE LABORATORY

J. S. TSAKADZE, S. J. TSAKADZE

The results of experimental studies of the properties of superflow He II in a nonstationary rotation regime are given. On the basis of analysis of experimental data it has been shown that the peculiarities of rotation of pulsars (unexpected speed jumps, oscillation of angular rotating speed, long relaxing processes) can be explained on the basis of notion concerning superflow of neutron fluid in pulsars.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Hewish, S. T. Bait, T. D. H. Pilkington, P. F. Scott, R. A. Collins, *Nature*, 217, 709, 1968.
2. L. D. Landau, *Phys. Z. Sowjetunion*, 1, 285, 1932.
3. W. Baade, F. Zwicky, *Phys. Rev.*, 45, 128, 1934.
4. G. Baum, C. Pethick, D. Pines, M. Ruderman, *Nature*, 224, 872, 1969.
5. T. Gold, *Nature*, 218, 731, 1968.
6. D. Pines, T. Shuham, M. Ruderman, *IAU Simp. Bould. Colorado*, 1972.
7. A. Prettre, D. Ter Haar, *M. N.*, 146, 423, 1969.
8. И. С. Шкловский, *Звезды, их рождение, жизнь и смерть*, Наука, М., 1975, стр. 242.
9. Там же, стр. 242.
10. C. Aguirre, *J. Phys., A. Matem., Nucl. and Gener.*, 7, 12, 1974.
11. D. Richards, *IAU Astronom. Electr. Circ. No. 2114*, 1968.
12. T. G. Davils, G. C. Hunt, F. G. Smith, *Nature*, 221, 27, 1969.
13. C. Papillollos, N. P. Carleton, P. Harowitz, *Nature*, 228, 445, 1970.
14. T. Nelson, R. Hells, D. Cudobaek, T. Wampler, *Ap. J., Lett.*, 161, 235, 1970.
15. V. Radhaerishnan, R. N. Manchester, *Nature*, 222, 228, 1969.
16. P. E. Retchley, G. S. Downs, *Nature*, 222, 229, 1969.
17. P. E. Retchley, G. S. Downs, *Nature, Phys. Sci.*, 234, 48, 1971.
18. N. Manchester, W. M. Cross, P. A. Hamilton, *Nature*, 239, 291, 1976.
19. D. Pines, *Proc. of the 12-th Intern. Conf. on Low Temp. Phys., Kyoto, Japan* 1970.
20. P. E. Boyton, E. J. Groth, D. P. Hutchinson, Tr. G. P. Nanos, R. B. Partridge, D. T. Wilkinson, *Ap. J.*, 175, 217, 1972.
21. E. Lohsen, *Nature, Phys. Sci.*, 236, 70, 1972.
22. E. Lohsen, *Nature*, 258, 688, 1975.
23. M. Ruderman, *Nature*, 225, 619, 1970.
24. П. А. Кануца, *ДАН СССР*, 18, 21, 1938.
25. L. D. Landau, *J. Phys. USSR*, 5, 71, 1941.
26. Э. А. Андроникашвили, *ЖЭТФ*, 18, 424, 1948.
27. R. P. Feynman, *Proc. on Low Temp. Phys.*, North. Holland Publ. Co. Amsterdam, 1, ch. 2.
28. L. Onsager, *Nuovo Cimento*, b, Suppl., 2, 249, 1949.
29. E. L. Andronikashvili, Yu. G. Mamaladze, *Rev. Mod. Phys.*, 38, 576, 1966.
30. E. L. Andronikashvili, Yu. G. Mamaladze, *Prog. in Low Temp. Phys.*, North Holland Publ. Co. Amsterdam, v. 5, ch. 3.
31. Э. А. Андроникашвили, Р. А. Бабидзе, Дж. С. Цакадзе, *ЖЭТФ*, 50, 46, 1966.
32. Э. А. Андроникашвили, К. Б. Месога, Дж. С. Цакадзе, *ЖЭТФ*, 46, 157, 1964.
33. Э. А. Андроникашвили, Дж. С. Цакадзе, *Сообщ. АН Груз. ССР*, 20, 667, 1958.
34. Э. А. Андроникашвили, Ю. Г. Мамаладзе, С. Г. Матинян, Дж. С. Цакадзе, *УФН*, 73, 3, 1961.
35. А. Б. Мигдал, *ЖЭТФ*, 37, 249, 1959.
36. В. А. Гинабург, Д. А. Куржниц, *ЖЭТФ*, 47, 2006, 1964.
37. Дж. С. Цакадзе, С. Дж. Цакадзе, *ЖЭТФ*, 64, 1817, 1973.
38. J. S. Tsakadze, S. J. Tsakadze, *Phys. Lett.*, A41, 197, 1972.
39. Дж. С. Цакадзе, С. Дж. Цакадзе, *УФН*, 115, 503, 1975.
40. Э. А. Андроникашвили, Дж. С. Цакадзе, *Тезисы докладов V Всесоюзной конференции по физике низких температур, Тбилиси, ИФ АН Груз. ССР, 1958, стр. 3.*

41. Э. Ш. Надирашвили, Дж. С. Цакадзе, Письма ЖЭТФ, 18, 77, 1973.
42. R. E. Packard, Phys. Rev., Lett., 28, 1080, 1972.
43. M. Ruderman, Nature, 223, 593, 1969.
44. D. Pines, T. Shoham, Nature, Phys. Sci., 235, 43, 1972.
45. D. Pines, Доклад, приготовленный для 16-го Интернац. Сольвейского конгресса по физике, Брюссель, 1973.
46. Э. Л. Андроникашвили, Дж. С. Цакадзе, С. Дж. Цакадзе, Тезисы докладов Всесоюзного симпозиума по фазовым переходам и критическим явлениям, Новосибирск, 1977, стр. 3.
47. Ю. К. Краснов, ЖЭТФ, 73, 348, 1977.
48. А. В. Кикнадзе, Ю. Г. Мамаладзе (в печати).
49. J. S. Tsakadze, S. J. Tsakadze, Phys. Lett., 47A, 477, 1974.
50. Сб. «Пульсары», русск. пер. под ред. В. В. Виткевича, Мир, М., 1971, стр. 19.
51. В. К. Ткаченко, ЖЭТФ, 50, 1573, 1966.
52. А. В. Кикнадзе, Ю. Г. Мамаладзе (в печати).

CONTENTS

GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. XIII	
<i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian</i>	363
SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF UV-GALAXIES WITH DOUBLE AND MULTIPLE NUCLEI. II. THE GALAXIES WITH SEYFERT TYPE NUCLEI	
<i>A. R. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikyan</i>	373
PHYSICAL CONDITIONS IN THE NUCLEI OF SEYFERT GALAXIES OF TYPE I	G. T. Petrov 383
COMPACT GALAXIES IN THE VICINITY OF THE CLUSTER A 2255	
<i>F. Börngen, A. T. Kalloghlian</i>	393
THEORETICAL LIGHT CURVES OF SUPERNOVAE	V. V. Sobolev 401
ON THE FREQUENCY OF SUPERNOVAE	
<i>R. G. Mnatsakanyan, A. V. Oskanian, L. Lovash</i>	413
SYNCHRONOUS UVB-OBSERVATIONS OF THE UV CETI FLARES. I	
<i>N. N. Kilyashkov, N. D. Melikian, L. V. Mirzoyan, V. S. Shevchenko</i>	423
ON THE INTERPRETATION OF FLARE PHENOMENON ON RED DWARF STARS BY INVERSE COMPTON SCATTERING	
<i>H. A. Haruthyuntan, R. A. Krikorian, A. G. Ntkoghossian</i>	431
THE SYSTEM OF THE GALACTIC PLANETARY NEBULAE, THE EVOLUTION OF THEIR NUCLEI	G. S. Khromov 445
ON EMISSION LINES OF Mg II AND Ca II IN PLANETARY NEBULAE	
<i>G. A. Gurzadyan</i>	461
THE EVOLUTION OF ENTROPY PERTURBATIONS AT THE POST-RECOM- BINATION EPOCH. I. THE LINEAR STAGE	
<i>A. S. Zentsova, A. D. Chernin</i>	473
THE CALCULATION OF THE SPECTRUM OF THE INTEGRAL EQUATION OF RADIATIVE TRANSFER. II. THE PLANE LAYER OF FINITE OPTICAL THICKNESS	D. I. Nagirner 483
ROTATING SUPERDENSE CONFIGURATIONS TAKING IN ACCOUNT THE PIONIZATION OF THE MATTER	
<i>G. G. Haruthyuntan, V. V. Papoyan, A. V. Sarkissian, E. V. Chubartun</i>	497
NOTES	
ON THE NEUTRINO LUMINOSITY OF MAGNETIC STARS IN CONVERGENT MODELS	
<i>V. V. Skobelev</i>	503
THE CONFIGURATIONS OF DEGENERATED MASSES ACCORDING TO THE ROSEN BIMETRIC THEORY OF GRAVITATION	
<i>A. V. Sarkissian, B. V. Khachatryan, E. V. Chubartun</i>	506
LETTER TO THE EDITOR <i>G. M. Tovmussian, E. Ts. Shahbazian, M. S. Shirbaktun</i>	513
REVIEWS	
PULSARS	M. A. Mnatsakanyan 515
MODELLING OF THE PULSARS BEHAVIOUR IN A LOW TEMPERATURE LABORATORY	
<i>J. S. Tsakadze, S. J. Tsakudze</i>	533