

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27

ДЕКАБРЬ, 1987

ВЫПУСК 3

- СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НОВЫХ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТ-
КОМ. II *М. А. Каварян* 399
- ДЕТАЛЬНОЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГА-
ЛАКТИКИ МАРКАРЯН 307
А. Н. Буренков, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян 409
- ДВУХЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК А 2634
А. Т. Каллозян, Г. Рихтер, В. Тенерт, Е. Г. Никозосян 417
- ЗС 120: СВЯЗЬ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ СО СВЕРХСВЕТО-
ВЫМИ КОМПОНЕНТАМИ МИЛЛИСЕКУНДНОЙ РАДИОСТРУК-
ТУРЫ *Е. Т. Белохонь* 429
- О ФУОРООБРАЗНЫХ ИЗМЕНЕНИЯХ БЛЕСКА ЗВЕЗД АССОЦИА-
ЦИИ ОРИОНА *Э. С. Парсамян, К. Г. Гаспарян* 447
- ПОПУЛЯРНАЯ A_e -ЗВЕЗДА ХЕРБИГА АВ Aug. I. ИССЛЕДОВАНИЕ
ПЕРЕМЕННОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В ОБЛАСТИ 0.37—
0.88 МКМ *В. С. Шевченко* 459
- СПЕКТР ϵ У ОРИОНА ОКОЛО ВТОРИЧНОГО МИНИМУМА
Н. Э. Исмаилов 471
- ПОГЛОЩЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ПЫЛЬЮ В МЕЖЗВЕЗД-
НОЙ СРЕДЕ: МЕЖЗВЕЗДНАЯ КРУГОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ
А. Е. Ильин 477
- ВЛИЯНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО РАССЕЯНИЯ НА СРЕДНЮЮ ФОРМУ
ИМПУЛЬСА И ВИДИМЫЕ УГЛОВЫЕ РАЗМЕРЫ ПУЛЬСАРА:
ПРОГРАММА СТАТИСТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ
А. А. Бочаров 489
- ДВУХФАЗНОСТЬ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ В ТУМАННОСТЯХ ВО-
КРУГ КВАЗАРОВ *А. С. Зенцова* 499
- ПРОЦЕССЫ ОБМЕНА ЭНЕРГИЯМИ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ И ФО-
ТОНАМИ ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ПОЛЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВСТРЕ-
ЧАЮЩИХСЯ В НЕКОТОРЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕК-
ТАХ. II *Г. Т. Тер-Каварян* 509

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոզան, Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորբազկի, Լ. Ս. Լուուր,
Ե. Վ. Խարաձե, Ռ. Ի. Կիլաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր
խմբագիր), Ա. Գ. Մասնիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ),
Գ. Ս. Սախակյան, Վ. Վ. Սորոլև (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Յու. Տերեբիժ,
Ա. Տ. Քալոյոյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук, В. Г. Горбачук, А. Т. Каллогаян (ответственный секретарь), Р. И. Киладзе, И. М. Копылов, Л. С. Лууд, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян, В. В. Соболев (зам. главного редактора), В. Ю. Теребиж, Е. К. Харадзе.

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

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

Журнал выходит 6 раз в год, цена одного номера 1 р. 80 к., подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՎԻԶԻԿԱ»-ն գիտական ճանդես է, որը նրա առարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը ազգագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և առաջալակտիկական աստղադիտություն, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սամամակից բնագավառների զծով:

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռ. 80 կ., բաժանորդագիրը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ առաջաճամանում՝ «Մեծդունառզնայա կենդան» գործակալության միջոցով. Մասկվա. 200.

УДК: 524.7—355:520.84

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НОВЫХ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ. II

М. А. КАЗАРЯН

Поступила 13 ноября 1986

Принята к печати 20 августа 1987

Приведены результаты спектрального наблюдения 41 галактики с УФ-избытком, взятой из списков [2—5]. Спектры получены на 6-м телескопе САО со спектрографом СП-160 и UAGS в сочетании с ЭОП. В спектрах 36 галактик наблюдаются эмиссионные линии, четыре объекта, № 147, 214, 323 и 336, имеют особенности галактик типа Сейферта второго типа, а № 238 можно отнести к кандидату в галактики типа Сейферта. В спектрах галактик № 38, 72, 122 и 184 линии не обнаружены, причем в спектрах галактик № 38 и 184 линии не обнаружены в широком интервале длин волн $\lambda\lambda$ 3550—7000 Å и 3550—7500 Å соответственно.

1. *Введение.* Настоящая работа является продолжением работы [1], где приведены спектральные данные 42 новых галактик с УФ-избытком. Спектры этих галактик получены на 6-м телескопе САО АН СССР со спектрографом UAGS с использованием сканера. В настоящей работе приведены результаты спектральных наблюдений 41 галактики, взятой из списков [2—5]. Наблюдения этих галактик также были проведены на 6-м телескопе с 6 апреля 1979 г. по 3 октября 1984 г. со спектрографами СП-160 и UAGS. Спектрограф СП-160 сочетался с ЭОП М9ЦВ, а UAGS — с ЭОП УМК 91В. Для этих галактик получены всего 93 спектра.

В табл. 1 приведены порядковые номера галактик, которые они имеют в списках [2—5]. В табл. 1 приведены также фотографические звездные величины, спектрально-морфологические (СМ) характеристики и угловые размеры галактик. Они также взяты из списков [2—5]. В табл. 1 приведена область длин волн, в которой получены спектры.

2. Описание спектров.

№ 22 — В спектрах галактики наблюдаются эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H₂ и H_β.

№ 38 — Цель спектрографа проходила через яркое ядро галактики. В спектрах линии не обнаружены.



Таблица 1

ДАННЫЕ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ

| № галактики | $m_{\text{РГ}}$ | СМ характеристика | Спектральная область (в А) | z | $M_{\text{РГ}}$ |
|-------------|-------------------|-------------------|----------------------------|--------|--------------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 22 | 15 ^m 3 | d2 | 3550—7500 | 0.0241 | -19 ^m 6 |
| 38 | 15.0 | s3 | 3550—7000 | — | — |
| 39 | 15.3 | s1 | 5600—7000 | 0.0256 | -19.7 |
| 40 | 15.3 | s3 | 4470—7500 | 0.0337 | -20.3 |
| 47 | 17.2 | d2 | 3550—7500 | 0.0160 | -16.8 |
| 63 | 16.2 | d2 | 5600—7000 | 0.0222 | -18.5 |
| 65 | 14.8 | sd1 | „—“ | 0.0242 | -20.1 |
| 69 | 15.3 | d2 | 3550—7500 | 0.0037 | -15.6 |
| 72 | 15.3 | s2 | 5750—7150 | — | — |
| 93 | 16.5 | sd2 | 4470—7500 | 0.0252 | -18.5 |
| 95 | 15.7 | d3 | 3550—7500 | 0.0041 | -15.4 |
| 101 | 16.3 | d3 | 4470—7500 | 0.0179 | -18.0 |
| 109 | 17.3 | d1 | 3550—7500 | 0.0254 | -17.7 |
| 110 | 17.2 | sd1 | „—“ | 0.0530 | -19.8 |
| 122 | 16.4 | d3 | 4470—7500 | — | — |
| 123 | 17.0 | sd2 | 3550—7500 | 0.0405 | -19.0 |
| 133 | 15.9 | ds2 | „—“ | 0.0460 | -20.4 |
| 147 | 16.0 | d2 | „—“ | 0.0266 | -19.1 |
| 164 | 14.5 | s3 | „—“ | 0.0272 | -20.7 |
| 176 | 16.3 | d2 | „—“ | 0.0819 | -23.0 |
| 182 | 16.5 | d1 | „—“ | 0.0503 | -20.3 |
| 184 | 16.2 | d2 | „—“ | — | — |
| 201 | 18.0 | d2 | 3550—6400 | 0.0057 | -13.8 |
| 204 | 16.5 | s1 | 4470—7500 | 0.0328 | -19.1 |
| 205 | 16.0 | d3 | 3550—7500 | 0.0248 | -19.0 |
| 206 | 16.0 | s2 | „—“ | 0.0246 | -19.0 |
| 208 | 15.0 | d3 | „—“ | 0.0226 | -19.0 |
| 209 | 15.8 | d3 | „—“ | 0.0228 | -19.0 |
| 211 | 16.0 | d2 | „—“ | 0.0049 | -15.5 |
| 214 | 15.5 | sd2 | „—“ | 0.0463 | -20.8 |
| 216 | 16.3 | d3 | 3550—4780 | 0.0258 | -18.8 |
| 217 | 15.5 | d3 | 4470—7500 | 0.0248 | -19.5 |
| 238 | 17.0 | sd2 | 3550—7500 | 0.0431 | -19.2 |
| 259 | 16.4 | d1 | 4470—7500 | 0.0246 | -18.6 |
| 264 | 16.6 | sd1 | 3550—7500 | 0.0418 | -20.4 |

Таблица 7 (окончание)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|-----|-------------------|-----|-----------|--------|--------------------|
| 321 | 16 ^m 7 | d1 | — | 0.0224 | -18 ^m 0 |
| 323 | 16.5 | sd1 | 3550-7100 | 0.0318 | -19.0 |
| 336 | 15.3 | d1 | 3550-7500 | 0.0116 | -18.0 |
| 347 | 15.5 | d2 | — | 0.0136 | -18.9 |
| 348 | 15.5 | d3 | — | 0.0144 | -18.3 |
| 460 | 16.0 | ds3 | — | 0.0111 | -17.2 |

№ 39 — Щель спектрографа проходила через ядро галактики и была направлена вдоль ее большой оси. В этой галактике спектр недодержан. В спектре наблюдается только эмиссионная линия H_{α} .

№ 40 — Щель спектрографа проходила через яркое ядро галактики. В спектрах наблюдаются линии поглощения $Na\ I\ \lambda\ 5893$ и $Fe\ I\ \lambda\ 5270$.

№ 47 — В спектрах наблюдаются эмиссионные линии $[N\ II]^*\ \lambda\lambda\ 6584, 6548, H_{\alpha}, [O\ III]\ \lambda\lambda\ 5007, 4959, H_{\beta}, H_{\gamma}$ и $[O\ II]\ \lambda\ 3727$. Высота линий H_{α} и $[O\ III]\ \lambda\ 5007$ составляет $7''$, что примерно в полтора раза больше, чем диаметр компактной части галактики. Это означает, что эмиссионную природу имеет также окружающее ее гало.

№ 63 — Спектр очень слабый. На нем видна H_{α} , которая очень слаба.

№ 65 — Щель спектрографа проходила через яркое ядро галактики. Спектр слабый, в нем наблюдаются эмиссионные линии $[N\ II]\ \lambda\ 6584$ и H_{α} .

№ 69 — Щель спектрографа проходила через большую ось галактики. Так как в направлении, перпендикулярном линзе, галактика разделена на две части темной узкой полосой, то спектры тоже разделены на две части. В обеих частях спектров наблюдаются сильные эмиссионные линии $[S\ II]\ \lambda\lambda\ 6731, 6717, [N\ II]\ \lambda\lambda\ 6584, 6548, H_{\alpha}, [O\ III]\ \lambda\lambda\ 5007, 4959, H_{\beta}, H_{\gamma}$ и $[O\ II]\ \lambda\ 3727$.

№ 72 — В спектре линии не обнаружены.

№ 93 — Щель спектрографа была направлена вдоль большой оси галактики. В спектре наблюдаются эмиссионные линии $[N\ II]\ \lambda\ 6584, H_{\alpha}, [O\ III]\ \lambda\lambda\ 5007, 4959$ и H_{β} . Линия $[N\ II]\ \lambda\ 6584$, слабая, а линия $[O\ III]\ \lambda\ 4959$ едва заметна в спектре. Высоты линий H_{α} и $[O\ III]$ примерно равны $32''$. Линии наклонены, что является результатом вращения галактики.

№ 95 — Как было отмечено в [2], галактика богата сгущениями, причем 5 из них находятся на одной линии, щель спектрографа была направлена вдоль этих сгущений. Получились спектры самого яркого сгущения

и центральной части галактики. Спектр сгущения состоит из эмиссионных линий H_{α} , [N II] λ 6584, [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} .

№ 101 — Цель спектрографа проходила через большую ось галактики. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [N II] λ 6584, H_{α} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H_{β} . Линии наклонены, что является результатом вращения галактики. Высота линии H_{α} составляет примерно 30", что только на 10" меньше ее большей оси.

№ 109 — В спектре галактики наблюдаются эмиссионные линии H_{α} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H_{β} .

№ 110 — В [2] отмечается, что галактика состоит из двух частей. Цель спектрографа проходила через эти части. В спектрах наблюдаются эмиссионные линии H_{α} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} , H_{γ} , [Ne III] λ 3869 и [OII] λ 3727.

№ 122 — В спектре линии не обнаружены.

№ 123 — Цель спектрографа проходила через ядро галактики. В спектрах наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H_{α} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} , H_{γ} и [O II] λ 3727.

№ 133 — В спектрах галактики наблюдаются эмиссионные линии H_{α} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} , H_{γ} , и [O II] λ 3727. Линии H_{δ} , H_{ϵ} , H_{ζ} ; а также Ca II $\lambda\lambda$ 3968 и 3934 наблюдаются в поглощении.

№ 147 — Галактика состоит из яркого ядра и сгущений. На расстоянии примерно 50" от ядра имеется еще одна галактика. Цель спектрографа проходила через ядро, одного из сгущений и другую галактику. В спектрах ядра наблюдаются сильные эмиссионные линии [N II] λ 6584, H_{α} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} , [Ne III] λ 3968, H_{δ} , [Ne III] λ 3869 и [O II] γ 3727. Линии H_{α} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H_{β} широкие. Их полуширины соответствуют 800—1000 км/с. Эти особенности ядра говорят о том, что оно обладает признаком галактик типа Sy 2. В спектре другой галактики наблюдаются эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H_{α} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} , H_{γ} и [O II] λ 3727. Красные смещения у обеих галактик почти одинаковые, т. е. они составляют физическую систему. В спектре сгущения наблюдаются эмиссионные линии H_{α} , [O III] λ 5007 и [O II] λ 3727. На рис. 1 приведена репродукция спектра галактики № 147.

№ 164 — Цель спектрографа проходила через большую ось галактики. В спектрах наблюдаются эмиссионные линии [N II] λ 6584, H_{α} , и H_{β} . Эти линии очень узкие и сильно наклонены, что говорит о быстром вращении галактики. Например, на расстоянии 3700 пк от центральной части галактики скорость вращения достигает приблизительно 400 км/с.

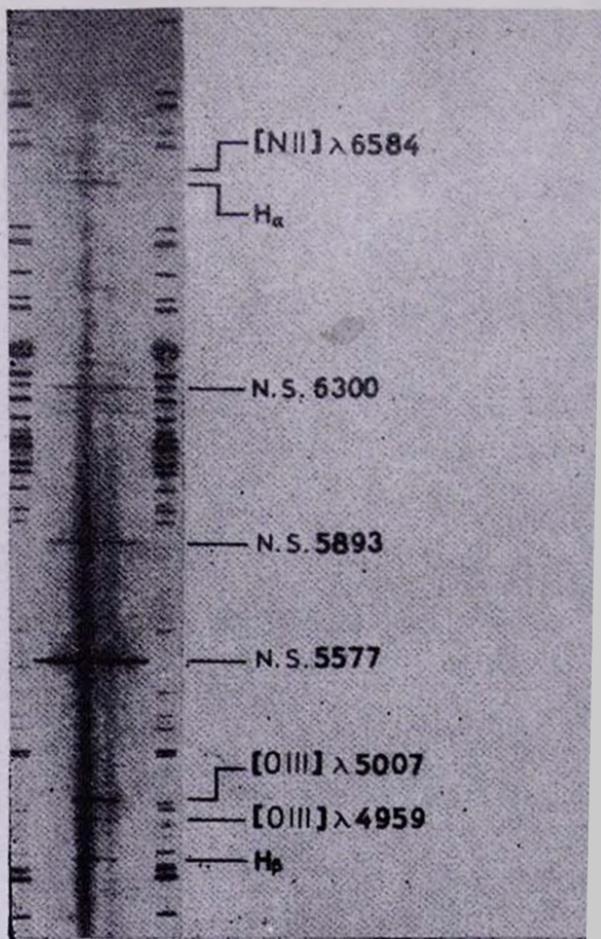
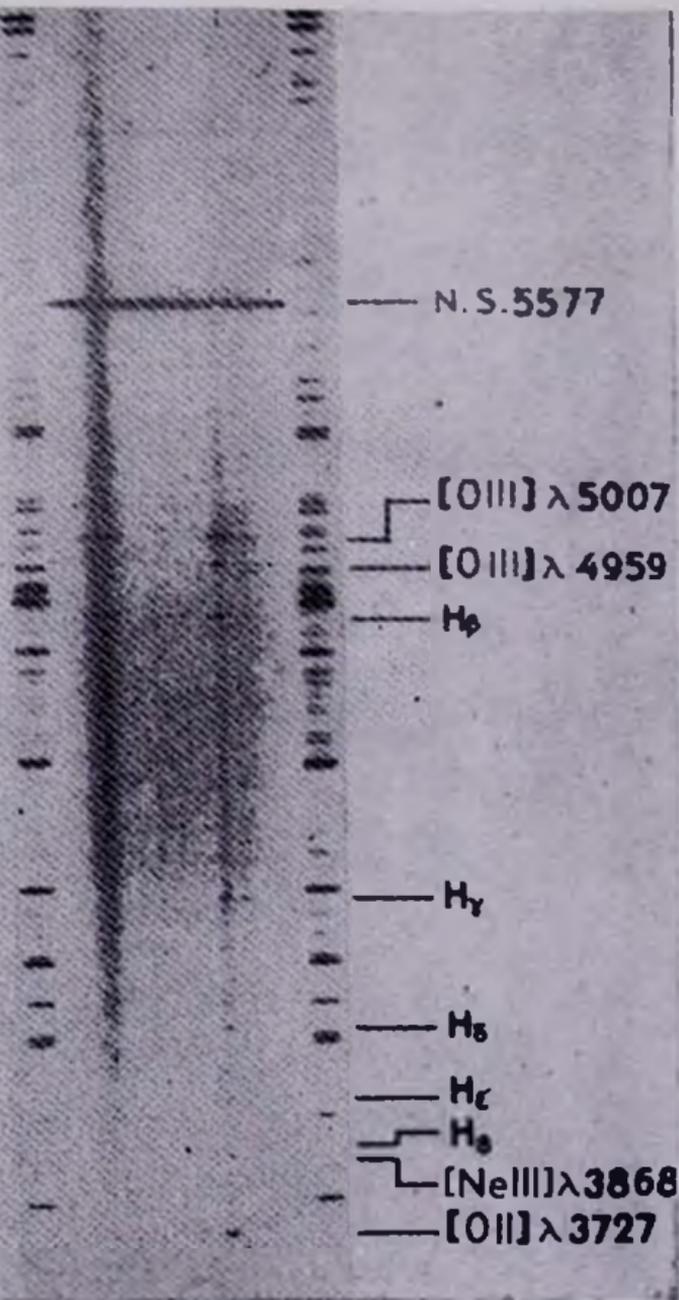


Рис. 1. Спектры галактик № 147 и 264.

К ст. М. А. Ксаарина



№ 176 — Щель спектрографа проходила через центральную яркую часть галактики, звездообразный объект, который находится в северо-восточной части галактики, и пересекала южный яркий рукав галактики. Поэтому спектр галактики по высоте линий состоит из трех отдельных компактных частей, представляющих вышеописанные образования. В спектрах области южного рукава и центральной части, угловое расстояние между которыми составляет примерно $5''$, наблюдаются эмиссионные линии $[N II] \lambda 6584$, H_{α} , $[O III] \lambda\lambda 5007, 4959$, H_{β} , H_{γ} , H_{δ} и $[O II] \lambda 3727$. Причем эмиссионные линии области южного рукава более сильные, и их красное смещение на 270 ± 30 км/с больше, чем таковое центральной части галактики. В спектре звездообразного объекта, который находится от центральной части на расстоянии примерно $15''$, наблюдаются линии поглощения.

№ 182 — В спектре галактики наблюдаются только эмиссионные линии H_{β} и $[O II] \lambda 3727$.

№ 184 — Как было отмечено в работе [3] галактика с темной полосой разделена на две части, щель спектрографа была направлена перпендикулярно этой полосе, поэтому получились спектры обеих частей галактики. В спектрах этих частей линии не обнаружены.

№ 201 — Щель спектрографа проходила через большую ось галактики. В спектре наблюдаются слабые эмиссионные линии $[O III] \lambda\lambda 5007, 4959$ и H_{β} .

№ 204 — В спектре наблюдаются эмиссионные линии $[N II] \lambda 6584$ и H_{α} .

№ 205 — Щель спектрографа была направлена вдоль большой оси галактики. В спектрах наблюдаются только эмиссионные линии $[N II] \lambda 6584$ и H_{α} . Первая из них слабая. Обе линии наклонены, что говорит о вращении галактики.

№ 206 — В спектрах галактики наблюдаются эмиссионные линии $[S II] \lambda\lambda 6731, 6717$, $[N II] \lambda\lambda 6584, 6548$, H_{α} , $[O III] \lambda\lambda 5007, 4959$, H_{β} , H_{γ} и $[O II] \lambda 3727$. Эта галактика составляет физическую пару с галактикой № 205.

№ 208 — Щель спектрографа проходила через большую ось галактики. В спектрах наблюдаются эмиссионные линии $[N II] \lambda 6584$, H_{α} , $[O III] \lambda\lambda 5007, 4959$, H_{β} , H_{γ} и $[O II] \lambda 3727$.

№ 209 — В спектрах галактики наблюдаются эмиссионные линии $[N II] \lambda\lambda 6584, 6548$, H_{α} , $[O III] \lambda\lambda 5007, 4959$, H_{β} и $[O II] \lambda 3727$. Эта галактика с галактиками № 207 и 208 составляет физическую систему.

№ 211 — Щель спектрографа проходила через большую ось, так что в щель попадала также северо-восточная яркая область. В спектрах на-

блюдаются эмиссионные линии H_2 , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_3 и [O II] λ 3727. В спектрах северо-восточной яркой области кроме этих линий наблюдаются также слабые эмиссионные линии [N II] λ 6584 и H_1 . Линии в спектрах этой галактики наклонены, что является результатом ее вращения. Примечательно то, что в спектре галактики [N II] λ 6584 едва заметна.

№ 214 — Щель спектрографа имела такое направление, что в нее попали два сгущения галактики и их соединяющее волокно. Причем одно из сгущений является самым ярким. В спектрах яркого сгущения наблюдаются широкие эмиссионные линии [N II] λ 6584, H_2 , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_3 , H_1 и [O II] λ 3727. В его спектре наблюдаются также линии поглощения H и K Ca II. В спектре волокна видна только слабая эмиссионная линия H_2 . В спектре другого сгущения наблюдаются, по всей вероятности, слабая эмиссионная линия H_2 и линии поглощения H и K Ca II. Красные смещения обеих сгущений одинаковы. Спектр яркого сгущения имеет особенности галактик Сейферта второго типа, Sy 2, а сгущение-особенности ядра такой галактики. На рис. 2 приведена запись его спектра.

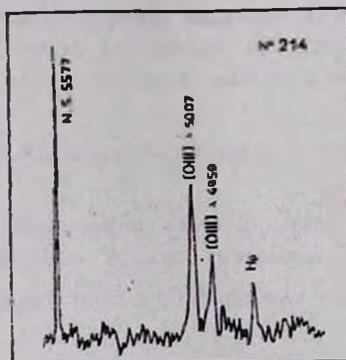


Рис. 2. Запись спектра галактики № 214.

№ 216 — Спектр галактики по высоте состоит из трех частей, центральной диффузной части и спектров двух компактных сгущений, имеющих ниточный вид, наблюдавшихся на расстояниях примерно $12''$ и $27''$ с обеих сторон от нее. В спектре центральной части наблюдаются эмиссионные линии [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H_3 . В спектрах сгущений линии не наблюдаются.

№ 217 — Щель спектрографа проходила вдоль большой оси галактики. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [N II] λ 6584, H_2 , [O III] λ 5007 и H_3 . Линии наклонены, что является результатом вращения галактики.

№ 238 — Щель спектрографа проходила через ядро галактики. В спектре наблюдаются сильные эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H_{γ} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} , H_{γ} , He I λ 4471 и [O II] λ 3727. Линии H_{α} , [O III] λ 5007 и H_{β} широкие, что говорит о том, что ядро галактики № 238 имеет слабые особенности галактик типа Sy 2.

№ 259 — Щель спектрографа направлена вдоль большой оси галактики. Спектр очень слабый, на нем едва видна эмиссионная линия H_{α} .

№ 264 — Щель спектрографа была направлена вдоль большой оси галактики. В спектрах наблюдаются сильные эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H_{γ} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} , H_{γ} и [O II] λ 3727. Линия H_{α} по высоте состоит из четырех отдельных частей, которые являются результатом излучения четырех отдельных областей галактики, попавших в щель спектрографа. Самой яркой является центральная область, которая кроме эмиссионных линий интенсивно излучает непрерывный спектр. В обе стороны от нее, примерно на одинаковых расстояниях, 5", наблюдаются спектры двух областей, которые состоят только из вышеотмеченных эмиссионных линий. Причем радиальные скорости этих областей по отношению центральной области равны: $\Delta v_r = 53$ и 194 км/с соответственно. На рис. 1 приведена репродукция спектра галактики.

№ 321 — В спектрах галактики наблюдаются эмиссионные линии [N II] λ 6584, H_{γ} , [O III] λ 5007 и H_{β} .

№ 323 — В спектрах наблюдаются эмиссионные линии [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H_{β} . Эти линии слабые, но широкие. Их ширины характерны для галактик Сейферта второго типа.

№ 336 — Щель спектрографа проходила через яркое ядро галактики и вдоль ее рукавов. Спектр по высоте состоит из пяти частей. В центре — спектр ядра, а с его обеих сторон по два спектра отдельных областей. Общая длина линии H_{α} составляет примерно 60". В спектре ядра галактики наблюдаются сильные эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H_{α} и H_{β} , непрерывный спектр довольно сильный. Линия [O III] λ 5007 едва заметна в спектре. В спектре ядра наблюдаются линии поглощения H_{γ} , H_{β} и H_{α} и K Ca II. Линии [N II] λ 6584 и H_{α} широкие, например, полная ширина H_{α} на уровне непрерывного спектра составляет примерно 20 Å. По интенсивности [N II] λ 6584 почти не уступает интенсивности линии H_{α} . В спектрах остальных четырех областей наблюдаются только эмиссионные линии [N II] λ 6584, H_{α} и H_{β} .

№ 347 — Щель спектрографа проходила через ядро галактики. В спектрах наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H_{γ} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} , H_{γ} и [O II] λ 3727. В спектрах наблюдаются также линии поглощения H и K Ca II.

№ 348 — Щель спектрографа проходила через ядро галактики. В спектрах наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H α , [O III] λ 5007, H β и [O II] λ 3727. Линия H γ наблюдаются как в эмиссии, так и в поглощении, H δ и H и K Ca II наблюдаются в поглощении. Эта галактика с галактиками № 346 и 347 составляет физическую систему.

№ 460 — Галактика богата сгущениями, щель спектрографа имела разные направления. Получились спектры центральной части галактики и четырех сгущений. Спектры всех этих частей имеют эмиссионную природу. В спектрах самого яркого сгущения наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H α — H δ , He I $\lambda\lambda$ 5876, 4471, [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, He II λ 4686, [Ne III] λ 3869 и [O III] λ 3727. Радиальная скорость этого сгущения отличается от радиальной скорости центральной части галактики и других сгущений на величину $\Delta v_r = 150 \pm \pm 30$ км/с. Сгущения этой галактики являются сверхассоциациями.

Таким образом из 41 галактики 36 являются эмиссионными объектами, в спектре одной галактики (№ 40) наблюдаются только линии поглощения. В спектрах четырех галактик, № 38, 72, 122 и 184, линии не обнаружены, причем в спектрах галактик № 38 и 184 линии не обнаружены в широком интервале длин волн 3550—7000 Å и 3550—7500 Å соответственно. Из эмиссионных галактик четыре, № 147, 214, 323 и 336, имеют особенности галактик типа Сейферта. Красные смещения галактик измерены на микрометре УИМ-21. Средняя квадратическая ошибка среднего значения красного смещения составляет примерно ± 0.0001 . Значения красных смещений и абсолютных звездных величин приведены в табл. 1. При определении значения абсолютных звездных величин принималось $H = 75$ км/с Мпк.

3. *Обсуждение результатов.* Из табл. 1 видно, что красные смещения и абсолютные фотографические звездные величины галактик меняются в широких интервалах, первые из них от 0.0037 до 0.0530, а вторые — от $-13^m.8$ до -23^m . Самую низкую светимость имеет галактика № 201, $M_{ps} = -13^m.8$, а самую высокую № 176, $M_{ps} = -23.0^m$. Светимость последнего объекта, который является галактикой типа SBc, больше светимостей даже некоторых квазаров, например, Ton 265, PKS 0736 + 01 и других.

Хотя изученные галактики имеют светимости, меняющиеся в довольно широком интервале, среди них есть такие (№ 69, 95 и 201), которые обладают светимостями сверхассоциаций, но подавляющее большинство объектов, приведенных в табл. 1, имеет светимости гигантских галактик; больше всего встречаются величины -19^m и -20^m .

Кроме этих 41 галактики нами были изучены также спектры 71 галактики, т. е. всего было изучено 112 галактик, взятых из списков [2—6]. Данные об этих 71 галактике приведены в работах [1, 2, 7—14].

В работе рассмотрено распределение спектрально-морфологических (СМ) характеристик и типы щелевых спектров для этих 112 галактик с УФ-избытком. Результаты приведены в табл. 2. В этой таблице приведено количество галактик, которые обладают баллами УФ-избытка 1, 2 и 3, а также количество галактик, имеющих другие СМ характеристики, s, sd и d. В последней строке приведено общее количество галактик, обладающих отмеченной СМ характеристикой. Из 112 галактик 91 или 81.2% являются эмиссионными галактиками.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК ПО СМ
ХАРАКТЕРИСТИКАМ И ПО ТИПУ СПЕКТРА

| Тип спектра | СМ характеристика | | | | | |
|---------------|-------------------|----|----|----|----|----|
| | 1 | 2 | 3 | s | sd | d |
| Эмиссионный | 38 | 36 | 17 | 27 | 22 | 42 |
| Абсорбционный | 4 | 4 | 4 | 10 | 2 | — |
| Без линий | 1 | 4 | 4 | 6 | — | 3 |
| Всего | 43 | 44 | 25 | 43 | 24 | 45 |

Из табл. 2 видно, что 87 или примерно 78% галактик, изученных нами, имеют баллы УФ-избытка 1 и 2, т. е. сильный УФ-избыток. Из них 74 или примерно 85% являются эмиссионными галактиками. 67 или примерно 60% галактик имеют типы s и sd. Это означает, что УФ-избыток у этих галактик наблюдается от их ядер, ядерных областей или от целых галактик, компактных или звездообразных. В спектрах 49 или примерно 73% наблюдаются эмиссионные линии. 45 галактик имеют тип d, из них 42 или приблизительно 93% являются эмиссионными галактиками.

Из 112 галактик 10 имеют особенности галактик типа Сейферта. О пяти из них уже было сказано выше, остальные имеют номера 73, 82, 102, 163 и 246.

Как было отмечено выше, в спектрах галактик № 38 и 184 линии не обнаружены в довольно широком интервале длин волн. Галактики с такой характеристикой заслуживают внимания, так как подобную особенность имеют объекты типа BL Lac.

THE SPECTRAL OBSERVATION OF THE GALAXIES WITH UV EXCESS. II

M. A. KAZARIAN

The results of the spectral observations of 41 galaxies with UV excess from lists [2—5] are presented. The spectra have been obtained with 6-m telescope SAO by using the СП 160 and UAGS spectrographs and image tubes. In the spectra of 36 galaxies the emission lines are observed, four objects, No 147, 214, 323 and 336 are of the Seyfert type (Sy 2), one galaxy, No 238 is a candidate of the Seyfert type galaxies. In the spectra of galaxies No 38, 72, 122 and 184 the lines have not been observed and what's more in the spectra of galaxies No 38 and 184 the lines were not observed in a wide region of the wavelengths λ 3550—7000 Å and 3550—7500 Å respectively.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 26, 5, 1937.
2. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 5, 1979.
3. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 193, 1979.
4. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 16, 17, 1980.
5. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 15, 512, 1982.
6. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 19, 213, 1983.
7. М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 13, 415, 1977.
8. А. А. Елизарян, М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 263, 1978.
9. М. А. Казарян, Э. Л. Карапетян, В. С. Тамазян, *Астрон. циркуляр*, № 1154, 6, 1981.
10. М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 17, 661, 1981.
11. М. А. Казарян, В. С. Тамазян, *Письма в Астрон. ж.*, 7, № 5, 276, 1981.
12. М. А. Казарян, В. С. Тамазян, *Письма в Астрон. ж.*, 8, № 8, 454, 1982.
13. М. А. Kazarian, E. Ye. Khachikyan, A. A. Yeghazarian, *Astrophys. and Space Sci.*, 82, 105, 1982.
14. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 20, 35, 1984.

УДК: 524.726 Марк307

ДЕТАЛЬНОЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ
ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ МАРК 307

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

Поступила 11 февраля 1987

Принята к печати 20 августа 1987

На основе спектров, полученных на 6-м телескопе САО АН СССР, проведено детальное спектрофотометрическое исследование спиральной галактики Марк 307. Для ядерной области и пяти сгущений в спиральных рукавах по относительным интенсивностям эмиссионных линий оценены значения T_e и n_e , содержания элементов O, N и S, массы и объемы ионизованного газа и число звезд типа O9. По своим параметрам ядерная область галактики идентична ядрам спиральных галактик. По всем физическим параметрам среди сгущений выделяется одна гигантская H II-область, которая по масштабам звездообразования, видимо, превосходит ядерную область галактики.

1. *Введение.* Марк 307 (NGC 7316, UGC 12098) одна из немногих спиральных галактик с ультрафиолетовым избытком с узкими эмиссионными линиями, которая неоднократно наблюдалась в оптическом, ИК- и радиодиапазонах. Значения ее красного смещения определены в работах [1—4]. Результаты *UBV*, *UBVR*, инфракрасных *JHK* наблюдений галактики с разными диафрагмами приведены в работах [5—7]. По наблюдениям IRAS Марк 307 является источником в далекой инфракрасной области спектра [8]. Галактика имеет слабое радиоизлучение на частотах 2380 МГц [9] и 1410 МГц [10], а на частотах 930 МГц [11], 2700 МГц [10] и 5000 МГц [12] радиоизлучение не зарегистрировано. В работе [3] приведены результаты наблюдения Марк 307 в линии 21 см. В [13] оценены светимости галактики в эмиссионных линиях H_2 и H_3 .

По наблюдениям на 2.6-м телескопе БАО АН Арм.ССР Марк 307 выглядит как SBc-галактика с ярким звездообразным ядром. В ее спиральных рукавах отождествлены четыре сверхассоциации (СА) [14]. Все четыре сверхассоциации расположены в одном спиральном рукаве, который разветвлен на три прямолинейные ветви, на концах двух из них расположены по одной СА. Галактика видна почти анфас.

В настоящей работе приводятся результаты детального спектрофотометрического исследования ядра Марк 307 и пяти сгущений, расположенных в ее спиральных рукавах.

2. *Наблюдательный материал и обработка.* Спектры Марк 307 получены в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР с помощью спектрографа СП-160 и ЭОП УМК-91В.

На рис. 1а, б воспроизведен прямой снимок Марк 307, полученный на 2.6-м телескопе с указанием: а) сгущений в спиральных рукавах; б) положения щели спектрографа при спектральных наблюдениях. Данные о спектральных наблюдениях приведены в табл. 1, причем для каждого положения щели спектрографа отдельно. При всех наблюдениях дисперсия равнялась 65 А/мм (разрешение ~ 5 А), а масштаб перпендикулярно дисперсии $\sim 17''/\text{мм}$. При наблюдениях 14.08.83 г. качество изображений было $1''-2''$, 17.08.83 г. — $3''-4''$. В качестве звезд сравнения были выбраны 15 Фейджа и BD + 25°3941 [15]. Обработка спектров производилась на микрофотометре PDS-1010А БАО АН Арм.ССР.

Таблица 1

ДАННЫЕ О СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ
МАРК 307

| Положение щели | Номер спектра | Дата наблюдения | Экспозиция (мин) | Спектральный диапазон (А) |
|----------------|---------------|-----------------|------------------|---------------------------|
| I | БТА 1 | 14.08.83 г. | 30 | 3600—5100 |
| | 2 | " | 15 | 4600—6100 |
| | 3 | " | 30 | 5700—7200 |
| II | 4 | " | 20 | 3600—5100 |
| | 5 | " | 15 | 4600—6100 |
| III | 6 | " | 21 | 5700—7200 |
| | 7 | 17.08.83 г. | 11.5 | 3600—5100 |
| | 8 | " | 3 | 3600—5100 |
| | 9 | " | 11.5 | 4600—6100 |
| | 10 | " | 4 | 4600—6100 |
| | 11 | " | 15 | 5700—7200 |
| | 12 | " | 6 | 5700—7200 |

3. *Результаты.* При первом положении щели спектрографа (рис. 1б) в нее попадали второе (СА 2) и третье (СА 3) сгущения (рис. 1а). На спектрах по эмиссионным линиям и по довольно сильному непрерывному спектру второе сгущение разрешается на два компонента, обозначенных нами как СА 2А (южная часть СА 2) и СА 2В. Распределение непрерывного излучения у всех трех сгущений одинаковое. В их спектрах отождествлены эмиссионные линии [S II], [N II], H_{α} , [O III], H_{β} , H_{γ} , H_{δ} и [O II], причем у СА 3 линии H_{γ} и H_{δ} имеют компоненты в поглощении.

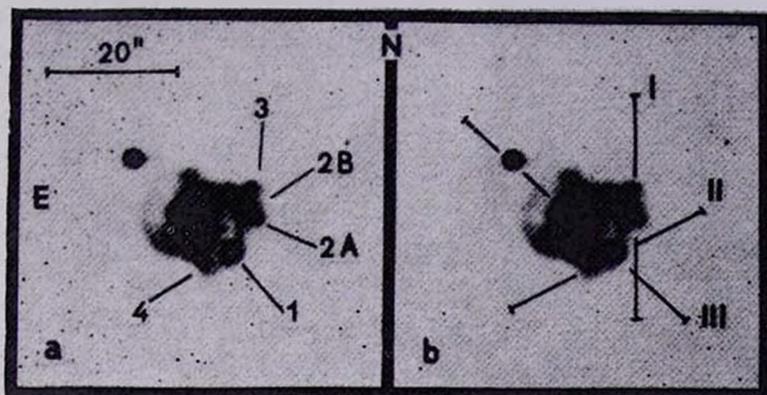


Рис. 1. Снимок галактики Марк 307 с указанием а) сгущений в спиральных рукавах галактики; б) положений щели спектрографа при спектральных наблюдениях.

К ст. А. Н. Буренкова и др.

При втором положении щели (рис. 1b) в нее попадали первое (СА 1) и четвертое (СА 4) сгущения (рис. 1a). Оба они обладают сильным непрерывным спектром, причем у СА 1 он значительно ярче в голубой области. В спектре СА 1 отождествлены эмиссионные линии [S II], [N II], H_7 , [O III], H_3 , H_2 , H_1 и [O II], а в спектре СА 4 — эмиссионные линии [N II] λ 6584, H_1 , [O III] λ 5007, H_3 и [O II]. В СА 4 линии H_7 и H_1 имеют „сложный“ профиль и большей частью наблюдаются в поглощении, у линии H_3 также наблюдается абсорбционный компонент.

При третьем положении щели (рис. 1b) получены спектры ядерной области Марк 307 и сгущения СА 1. В спектре ядра галактики, отождествлены линии [S II], [N II], H_1 , [O III] λ 5007, H_3 , H_7 с абсорбционным компонентом и [O II].

Все отождествленные эмиссионные линии на полученных спектрограммах были фотометрированы. Погрешности в определении интенсивностей этих линий составляют в среднем 30% для $I(\lambda) \geq I(H_3)$ и 40% для $I(\lambda) < I(H_3)$. Наблюдаемые и исправленные за поглощение согласно [16] значения относительных интенсивностей эмиссионных линий всех СА в Марк 307 приведены в табл. 2. В последней строке приведены значения эквивалентных ширин эмиссионной линии H_3 .

Для определения электронных температур использованы эмпирические зависимости между T_e и отношениями $I([\text{O III}] + [\text{O II}]) / I(H_3)$, $I(\text{O III}) / I([\text{N II}])$, приведенные в работах [17—19]. Усредненные значения T_e для всех сгущений приведены в табл. 3. Там же приведены значения электронных плотностей, вычисленные по соответствующим значениям T_e и по отношениям $I([\text{S II}] \lambda 6717) / I([\text{S II}] \lambda 6731)$ согласно [20]. Степень ионизации и возбуждения в ядерной области Марк 307 довольно низкая, поэтому определенные по [17—19] значения электронной температуры сопряжены с большими ошибками. Приведенные для нее в табл. 3 значения T_e — грубая оценка по [19]. Соответствующее значение n_e определено по этому T_e .

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ T_e И n_e В МАРК 307

| | Ядро | СА 1 | СА 2А | СА 2В | СА 3 | СА 4 |
|---------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|------|
| T_e | ~300J | 6900 | 7900 | 6400 | 7800 | 5700 |
| n_e | ~ 100 | 85 | 340 | 300 | 280 | — |
| $X = 0.01 n_e \sqrt{T_e}$ | 0.0127 | 0.0102 | 0.0383 | 0.0375 | 0.0317 | — |

По значениям $I([\text{O III}]) / I(H_3)$ и $I([\text{N II}]) / I(H_2)$ все исследуемые образования Марк 307 являются объектами, в которых излучение в



Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ И ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН
ЛИНИЙ $H\beta$ В ЯДРЕ И СВЕРХАССОЦИАЦИЯХ МАРК 307

| | ЯДРО | | СА 1 | | СА 2А | | СА 2В | | СА 3 | | СА 4 | |
|------------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|----------------------|--------------------|
| | $(I_b/I_{H\beta})$ | $(I_b/I_{H\beta})^*$ | $(I_b/I_{H\beta})$ |
| | набл. | испр. | набл. | испр. |
| [S II] λ 6731 | 0.81 | 0.38 | 0.41 | 0.24 | 0.30 | 0.16 | 0.62 | 0.37 | 0.65 | 0.34 | — | — |
| [S II] λ 6717 | 1.08 | 0.50 | 0.55 | 0.32 | 0.34 | 0.18 | 0.72 | 0.43 | 0.78 | 0.41 | — | — |
| [N II] λ 6584 | 2.40 | 1.16 | 1.54 | 0.92 | 1.15 | 0.63 | 2.07 | 1.28 | 1.76 | 0.97 | 1.53 | 0.75 |
| $H\alpha$ | 5.80 | 2.83 | 4.70 | 2.82 | 5.22 | 2.84 | 4.58 | 2.84 | 5.13 | 2.82 | 5.65 | 2.81 |
| [N II] λ 6548 | 0.90 | 0.44 | 0.47 | 0.28 | 0.40 | 0.22 | 0.70 | 0.43 | 0.65 | 0.36 | 0.51 | 0.25 |
| [O III] λ 5007 | 0.22 | 0.20 | 1.06 | 1.00 | 1.83 | 1.72 | 0.89 | 0.85 | 1.44 | 1.35 | 0.41 | 0.38 |
| [O III] λ 4959 | 0.07 | 0.07 | 0.32 | 0.31 | 0.66 | 0.63 | 0.32 | 0.31 | 0.50 | 0.48 | 0.14 | 0.13 |
| $H\beta$ | 1.00 | 1.00 | 1.00 | 1.00 | 1.00 | 1.00 | 1.00 | 1.00 | 1.00 | 1.00 | 1.00 | 1.00 |
| $H\gamma$ | 0.17 | 0.24 | 0.22 | 0.37 | 0.38 | 0.51 | 0.36 | 0.45 | 0.22 | 0.30 | — | — |
| $H\delta$ | — | — | — | — | 0.12 | 0.19 | 0.12 | 0.17 | 0.08 | 0.12 | — | — |
| [O II] λ 3727 | 0.32 | 0.74 | 1.15 | 2.09 | 1.27 | 2.61 | 1.00 | 1.77 | 1.53 | 3.08 | 0.70 | 1.59 |
| $W_{H\beta}$ (A) | 3.0 | | 14.9 | | 15.7 | | 13.8 | | 9.8 | | 3.3 | |

Примечание. Двоеточие указывает на то, что интенсивности линий [N II] λ 6548 и [O III] λ 4959 приняты равными 1/3 интенсивности линии [N II] λ 6584 и [O III] λ 5007 соответственно. * Учтено влияние абсорбционного компонента $H\beta$.

эмиссионных линиях обусловлено фотоионизацией коротковолновым излучением горячих O—В звезд [21]. На основе отношения O^{++}/O^+ оценены спектральные классы звезд, которые могут обеспечить эмиссионный спектр этих объектов. Они оказались примерно O9—B0 [22, 23]. Причем спектральный класс этих звезд для ядерной области и СА 4 получается более поздним. Имея эти данные, мы произвели расчет содержания кислорода, азота и серы в сгущениях, согласно [24, 25]. Отметим, что полученное нами содержание серы является нижним пределом реального (см., например, [26]). Полученные значения логарифмов содержания тяжелых элементов для ядра и пяти СА приведены в табл. 4.

Таблица 4

ЛОГАРИФМЫ СОДЕРЖАНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
В МАРК 307

| | lg O | lg N | lg S | N/O |
|----------------------|------|------|-------|-------|
| Ядро | 9.3 | — | — | — |
| СА 1 | 8.79 | 7.77 | >7.49 | 0.095 |
| СА 2A | 8.64 | 7.46 | >7.19 | 0.067 |
| СА 2B | 8.93 | 8.02 | >7.74 | 0.123 |
| СА 3 | 8.68 | 7.62 | >7.45 | 0.086 |
| СА 4 | 8.9 | — | — | — |
| Ядро спиральной гал. | 9.03 | 8.16 | — | 0.135 |
| Н II-области | 8.60 | 7.59 | >7.26 | 0.098 |
| Солнце | 8.92 | 7.99 | 7.23 | 0.117 |

Из-за невысокого значения T_e в ядерной области Марк 307 произвести расчет содержания тяжелых элементов по [24, 25] невозможно (см., например, [27]). Поэтому в табл. 4 для ядерной области приведено оцененное согласно [19, 28] значение содержания кислорода. Из-за отсутствия точного значения n_e для расчетов содержание кислорода в СА 4 также оценено по [19, 28].

В табл. 4 для сравнения приведены содержания тех же элементов для ядер спиральных галактик [17], галактических Н II областей [29] и для Солнца [30, 31]. Оцененные, согласно [14], звездные величины ядра и пяти СА Марк 307 в цвете B приведены в табл. 5. Используя эти оценки, а также приведенные в табл. 2 значения эквивалентных ширины линии, мы получили для них наблюдаемые абсолютные потоки в линии $H\beta$, и на их основе были вычислены: исправленные за поглощение абсолютные светимости в линии $H\beta$ ($H = 75$ км/с Мпк); эффективные объемы и массы излучающего газа, а также факторы скважности в них; количество лаймановских квантов, излучаемых ими [32]; и по данным работы [23] количе-

Таблица 5

ЗНАЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

| | Ядро | СА 1 | СА 2А | СА 2В | СА 3 | СА 4 |
|--|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| m_B | 17 ^{m3} | 18 ^{m0} | 19 ^{m6} | 19 ^{m9} | 19 ^{m4} | 19 ^{m8} |
| $F_{H\beta}$ (эрг см ⁻² с ⁻¹) | $(1 \pm 0.5) \cdot 10^{-15}$ | $(3 \pm 1.4) \cdot 10^{-15}$ | $(7 \pm 3.4) \cdot 10^{-16}$ | $(5 \pm 2.2) \cdot 10^{-16}$ | $(5 \pm 2.5) \cdot 10^{-16}$ | $(1 \pm 0.5) \cdot 10^{-16}$ |
| $L_{H\beta}$ (эрг с ⁻¹) | $6.8 \cdot 10^{39}$ | $1.1 \cdot 10^{40}$ | $3.4 \cdot 10^{39}$ | $1.6 \cdot 10^{39}$ | $2.3 \cdot 10^{39}$ | $6.6 \cdot 10^{34}$ |
| $I_{H\beta}$ (эрг см ⁻³ с ⁻¹) | $3.5 \cdot 10^{-21}$ | $1.2 \cdot 10^{-21}$ | $1.8 \cdot 10^{-20}$ | $1.7 \cdot 10^{-20}$ | $1.2 \cdot 10^{-20}$ | — |
| $V_{эфф}$ (см ³) | $2 \cdot 10^{60}$ | $9 \cdot 10^{60}$ | $1.9 \cdot 10^{60}$ | $9.2 \cdot 10^{59}$ | $1.9 \cdot 10^{60}$ | — |
| ΣX (ΣX_{\odot}) | $1.6 \cdot 10^5$ | $6.3 \cdot 10^5$ | $5.5 \cdot 10^4$ | $2.3 \cdot 10^4$ | $4.4 \cdot 10^4$ | — |
| α | $7.4 \cdot 10^{-5}$ | $3.3 \cdot 10^{-4}$ | $4.6 \cdot 10^{-4}$ | $2.2 \cdot 10^{-4}$ | $4.4 \cdot 10^{-4}$ | — |
| $N_{Ly\alpha}$ (с ⁻¹) | $1.3 \cdot 10^{50}$ | $2.1 \cdot 10^{50}$ | $6.7 \cdot 10^{51}$ | $3.1 \cdot 10^{51}$ | $4.5 \cdot 10^{51}$ | $1.3 \cdot 10^{51}$ |
| N_0 (O9) | 6100 | 9900 | 3200 | 1500 | 2100 | 600 |

ство звезд типа O9, способных излучать такое количество лаймановских квантов. Значения всех отмеченных физических характеристик, вычисленных для ядерной области и для пяти сгущений, приведены в табл. 5.

4. *Выводы.* Ядерная область Марк 307 отличается сравнительно большим содержанием кислорода, относительно низким значением электронной температуры и поздним классом ионизирующих звезд. Этим он не отличается от ядер спиральных галактик, со вспышкой звездообразования [17, 33, 34].

Все изученные сгущения в спиральных рукавах Марк 307 являются сверхассоциациями. Среди них по абсолютной интегральной светимости, по размеру, по массе ионизованного газа и количеству молодых звезд резко выделяется SA 1. Она по темпу звездообразования превосходит даже ядерную область галактики.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

DETAILED SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE GALAXY MARK 307

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

The results of detailed spectrophotometric investigation of Mark 307 carried out with the 6-m telescope of SAO AS USSR are presented. By means of intensity ratios of emission lines T_e , N_e , the abundances of O, N, S, the masses and volumes of the emitting gas and the numbers of the O9 type stars for all condensations of the galaxy are estimated. The nucleus of Mark 307 is identical to the nuclei of spiral galaxies. One of the condensations is distinguished as the supergiant HII region. The star formation rate in it is probably higher than in the nuclear region of the galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян, Э. А. Дубай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 177, 1972.
2. J. Huchra, W. L. W. Sargent, *Astrophys. J.*, 186, 433, 1973.
3. N. Krupp, E. E. Salpeter, *Astron. J.*, 85, 1312, 1980.
4. J. Huchra, M. Davis, D. Latham, J. Tonry, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 52, 89, 1983.
5. D. W. Weedman, *Astrophys. J.*, 183, 29, 1973.
6. J. P. Huchra, Ph. D. Thesis, Pasadena, 1977.

7. V. A. Balzano, D. W. Weedman, *Astrophys. J.*, 243, 756, 1981.
8. L. K. Deutsch, S. P. Willner, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 63, 803, 1987.
9. L. L. Dressel, J. J. Condon, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 36, 53, 1978.
10. J. H. Bleging, P. Biermann, K. Fricke, I. I. Pauliny-Toth, A. Witzel, *Astron. and Astrophys.*, 60, 353, 1977.
11. H. M. Tovmassian, Y. Terzian, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 86, 645, 1974.
12. P. Biermann, J. N. Clarke, K. J. Fricke, I. I. Pauliny-Toth, J. Schmidt, A. Witzel, *Astron. and Astrophys.*, 81, 235, 1980.
13. V. A. Balzano, *Astrophys. J.*, 268, 602, 1983.
14. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 19, 619, 1983.
15. R. P. S. Stone, *Astrophys. J.*, 218, 767, 1977.
16. J. S. Mathis, *Astrophys. J.*, 159, 263, 1970.
17. D. Alloin, S. Collin-Souffrin, M. Joly, L. Vigroux, *Astron. and Astrophys.*, 78, 200, 1979.
18. B. E. Pagel, M. G. Edmunds, D. E. Blackwell, M. S. Chun, G. Smith, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 189, 95, 1979.
19. P. A. Shaver, R. X. McGee, L. M. Newton, A. C. Danks, S. R. Pottash, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 204, 53, 1983.
20. И. В. Носов, *Астрон. циркуляр*, № 1050, 1979.
21. J. H. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevich, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 93, 5, 1981.
22. J. B. Kaler, *Astrophys. J.*, 210, 843, 1976.
23. P. G. Mezger, L. F. Smith, E. Churchwell, *Astron. and Astrophys.*, 32, 269, 1974.
24. M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, *Astrophys. J.*, 168, 413, 1971.
25. P. Benvenuti, S. D'Odorico, M. Peimbert, *Astron. and Astrophys.*, 28, 447, 1973.
26. J. B. Kaler, *Astrophys. J.*, 244, 54, 1981.
27. M. Peimbert, R. Costero, *Bol. Observ. Tonantzintla Tacubaya*, 5, 3, 1969.
28. M. G. Edmunds, B. E. J. Pagel, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 211, 507, 1984.
29. S. A. Hawley, *Astrophys. J.*, 224, 417, 1978.
30. D. L. Lambert, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 182, 249, 1978.
31. D. L. Lambert, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 183, 79, 1978.
32. S. R. Pottash, *Vistas Astron.*, 6, 149, 1965.
33. M. G. Pastoriza, H. A. Dottori, *Astrophys. J.*, 244, 27, 1981.
34. Y. Taniguchi, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 38, 571, 1986.

УДК: 524.45А2634:520.824

ДВУХЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК
А 2634

А. Т. КАЛЛОГЛЯН, Г. РИХТЕР, В. ТЕНЕРТ, Е. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 16 августа 1987

На снимках, полученных в шмидтовском фокусе 2-х метрового телескопа Таутенбургской обсерватории, на общей площади 2.6×2.6 , проведена В, V-фотометрия скопления галактик А 2634. Плотность галактик фона определена на тех же снимках. Скопление обладает ядром высокой плотности галактик, за которым простирается образование в виде короны. Параметр f_B Батчера и Омлера для галактик ярче $M_V = -19.8$ равняется 0.07. В кумулятивной функции светимости не наблюдается обычного излома. В скоплении, по-видимому, преобладают довольно сплюснутые галактики.

1. *Введение.* Работы Батчера и Омлера [1, 2], обнаруживших избыток голубых, по-видимому, спиральных галактик в далеких скоплениях, стимулировали колориметрические и морфологические исследования не только далеких, но и близких скоплений галактик. Для выявления эволюционных эффектов в далеких скоплениях необходимо иметь хорошо определенные глобальные параметры близких скоплений.

Из-за их больших угловых размеров близкие скопления целесообразно исследовать на снимках, полученных широкоугольными телескопами. На этих снимках одновременно можно оценить локальную плотность метагалактического поля, что очень важно при определении структурных и фотометрических параметров самих скоплений.

Хотя скопление А 2634 не совсем удовлетворяет принятым Эйбеллом критериям, чтобы считать его богатым, тем не менее оно включено в каталог [3] и исследовано рядом авторов. Согласно Эйбеллу, скопление принадлежит первому классу расстояния и первой группе богатства. Его красное смещение $z = 0.0312$ [4]. Центральная галактика типа cD, по классификации Баутц-Моргана скопление II типа, а по Руду и Састри типа cDr [5]. А 2634 считается членом сверхскопления в Персее.

В работе [6] была построена функция светимости скопления в цвете B до 18^m3 . В яркой части функции светимости на $B \sim 16^m0$ наблюдался некоторый локальный максимум.

Батчер и Омлер [7] для более чем 100 объектов в этом скоплении ярче $J = 17.5$ проводили фотометрию в J и F полосах, а для части из них определили морфологические типы. Показано, что в ядре скопления преобладают E и $S0$ галактики.

В работе [8] Лаггер построил функцию светимости для ярких галактик скопления $A 2634$. От составной функции светимости, построенной по девяти скоплениям, функция светимости этого скопления отлична на уровне менее чем 4% для звездных величин ярче — 19.8. При звездных же величинах слабее — 22^m3 они отличаются на уровне 1—2%. Это возникает вследствие того, что в этом интервале галактики $A 2634$ в среднем слабее, чем галактики в составной функции светимости. Для параметров шехтеровской функции с подбором трех параметров получены значения: $\alpha = -1.62 \pm 0.16$ и $M_3 = -23.58 \pm 0.59$. При фиксированном значении $\alpha = -1.25$, характеристическая абсолютная звездная величина $M_2 = -22.86 \pm 0.21$.

Скопление $A 2634$ наблюдалось также в рентгеновских лучах. Согласно Джонсу и др. [9] рентгеновская эмиссия имеет широкое распределение и в большой степени сконцентрирована вокруг отдельных галактик. Считается, что для интерпретации очень протяженной рентгеновской эмиссии, полученной Форманом и др. [10], нет необходимости допускать наличия массивного гало. Рентгеновская светимость скопления равна: $3.39 \cdot 10^{42}$ эрг/с.

Грифин [11] отождествил радиисточник $3C 465$ с центральной яркой галактикой скопления $NGC 7720$, являющейся двойной SD -системой. Макдональд и др. [12] построили контурные карты радиисточника $3C 465$ на частотах 408 и 1407 МГц. Источник был классифицирован как сложный с очень большими размерами ($\sim 10'$). Рилей и Брансон [13] выявили ряд особенностей радиисточника, в частности, было показано, что спектральный индекс значительно меняется по источнику, увеличиваясь с увеличением расстояния от галактики. В этом отношении, как считают авторы, $3C 465$ отличается от «типичных» двойных источников, в которых, наоборот, при наличии изменения спектрального индекса он увеличивается к центру галактики. Милей и ван дер Лаан [14] показали, что $3C 465$ является абсолютно более слабым, чем простые, несложные источники. Его радиосветимость сравнима с радиосветимостями «хвостатых» радиисточников, встречающихся обычно в скоплениях галактик.

В настоящей работе приводятся результаты B и V фотометрии скопления $A 2634$. Исследовано распределение галактик по радиусу скопления, функция светимости, распределение галактик по цветам и эллиптичностям.

2. *Наблюдения и методика обработки.* Снимки А 2634 в цветовой системе *B* и *V* были получены в шмидтовском фокусе 2-х метрового универсального телескопа Таутенбургской обсерватории (масштаб снимков $51''.4$ на мм). В цвете *B* использованы пластинки ZU-21 через светофильтр GG 13, а в цвете *V* — пластинки Kodak 103a-D через светофильтр GG 11. Инструментальная цветовая система близка к стандартной системе *B*, *V*. Уравнения перехода к стандартной системе приведены в [15]. Нуль-пункт звездных величин был установлен посредством измерений яркой галактики NGC 7441 с известными *B*, *V* величинами [16].

В каждом цвете было сканировано по одной пластинке хорошего качества с изображениями $1-2''$. Измерения проводились на автоматическом фотометре Бабелсбергской обсерватории по методике, описанной в [17]. При сканировании использовалась квадратная диафрагма со стороной $40 \mu m$ с шагом измерений $20 \mu m$. На пластинках была сканирована область с размерами $2^\circ.6 \times 2^\circ.6$. Радиус же скопления А 2634 при $z = 0.0312$ равен $55'$ (здесь и далее $H = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$). Таким образом размеры измеренной области существенно больше, чем эйбелловский радиус.

Галактики отождествлялись в качестве таковых на снимках с 7- и 10-кратными лупами. При этом первым просматривался снимок в цвете *B*, а затем, независимо, снимок в цвете *V*. В подавляющем большинстве случаев в обоих цветах были отождествлены одни и те же галактики. В некоторых случаях в цвете *V* отождествлялись галактики, пропущенные при просмотре *B*-пластинки. Тогда объект включался и в *B*-список. В единичных случаях объекты выглядели галактиками только в одном из цветов, в другом же их трудно было отличить от звезд. Подобные объекты также включались в статистику.

Галактики, находящиеся вне эйбелловского радиуса, считались галактиками фона.

Во всей измеренной области было отождествлено 1336 галактик до $B = 20.5$.

3. *Определение плотности галактик фона.* Неправильный учет плотности фона при исследовании функции светимости и других параметров скоплений обычно искажает действительную картину. Часто для исправления подсчетов галактик в скоплениях используется среднее значение плотности фона, определенное статистически в разных областях неба. Однако очевидно, что вместо такого среднего значения более правильно использовать локальное значение плотности галактик фона, полученное по подсчетам галактик вокруг данного скопления и на тех же пластинках, на которых проведены подсчеты галактик в скоплении. Но подобная оценка плотности галактик фона не всегда оказывается возможной.

В нашем же случае, когда исследование ведется на снимках широкоугольного телескопа, оценка локальной плотности галактик фона оказалась возможной. Вне эйбелловского радиуса на площади 1.6 кв. градусов были отождествлены 273 галактики до $20^m.5$ предельной звездной величины в B , т. е. число галактик фона на кв. градус оказалось равным 170 до указанной величины.

Для зависимости числа галактик фона от звездной величины в логарифмической шкале получены следующие выражения:

$$\begin{aligned} \lg N_B &= 0.34 B - 5.10 \text{ для } B \leq 20^m.0, \\ \lg N_V &= 0.34 V - 4.50 \text{ для } V \leq 18^m.5. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь N обозначает число галактик в данном интервале звездных величин. Ширина интервалов $0^m.3$. Число более слабых, чем указанных в (1), галактик сильно падает, по-видимому, из-за неполноты подсчетов. Однако малые значения коэффициентов при звездных величинах в (1) указывают на то, что, видимо, и до указанных предельных звездных величин подсчеты галактик страдают эффектом неполноты. С другой стороны, мы вправе считать, что эффект селекции таким же образом влияет также на подсчеты галактик в области скопления, в радиусе Эйбелла. В этом, на наш взгляд, и заключается основное преимущество определения плотности галактик фона в областях вокруг данного скопления на одних и тех же пластинках.

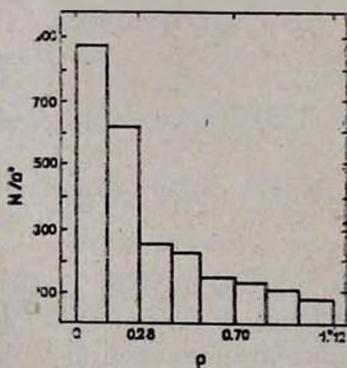


Рис. 1. Радиальное распределение галактик.

4. Радиальное распределение галактик. На рис. 1 приведена гистограмма распределения плотности галактик по радиусу скопления. Числа на оси ординат, исправленные за галактики фона, приведены на кв. градус. По оси абсцисс отложено расстояние от центра скопления в градусах. Как видим, на расстоянии около 0.3 от центра скопления плотность галактик

резко падает, после чего уменьшается довольно плавно. Подобное распределение позволяет заключить, что скопление А 2634 обладает ядром высокой плотности, за которым простирается образование в виде короны с существенно более низкой плотностью галактик. По известным в литературе данным аналогичным строением обладают многие богатые скопления.

5. *Распределение галактик по показателям цвета.* На рис. 2а приводится распределение галактик по цветам. Полная гистограмма (включая и светлые прямоугольники) построена для всех галактик, отождествленных в области с радиусом $1''.07$, что несколько больше эйбелловского радиуса. Заштрихованная гистограмма на том же рисунке относится к галактикам внутри эйбелловского радиуса после вычета галактик фона. Около 60% галактик внутри эйбелловского радиуса сосредоточены в двух интервалах от $0''.8$ до $1''.4$, со средним арифметическим значением $1''.1$. Этот показатель цвета типичный для E и S0 галактик. Как отмечалось во введении, в ядре скопления преобладают именно E и S0 галактики. По-видимому, галактики этих типов преобладают и во всей области скопления.

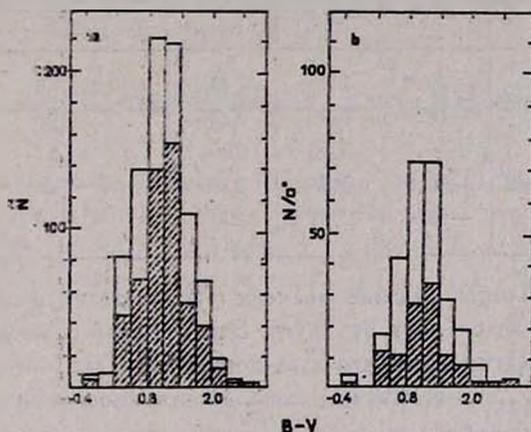


Рис. 2. Распределение галактик по цветам. а — светлая гистограмма для всех галактик внутри радиуса $1''.07$, заштрихованная — после исправления за галактики фона. б — светлая гистограмма для внутренней области скопления с радиусом, меньше $32''$; заштрихованная — для внешнего кольца $32'' < \rho < 64''$.

На рис. 2б приводятся распределения галактик по цветам внутри радиуса $\rho = 32''$ (светлая гистограмма) и в кольце $32''$ — $64''$ (заштрихованная гистограмма). Плотность галактик в центральном круге примерно в три раза выше, чем во внешних областях скопления. Однако оба распределения повторяют друг друга в том смысле, что галактики с разными цветами одинаково распределены во всем скоплении, т. е. в данном скоплении нет явно выраженной сегрегации галактик по цветам.

Для скопления мы определили также значение параметра f_B , введенного Батчером и Омлером [18]. Этот параметр определяется как доля голубых галактик с цветами по крайней мере на $0.^m2$ голубее, чем галактики ранних типов среди галактик всех цветов ярче $M_V = -20$. Значение f_B нами было вычислено как для ярчайших галактик, так и для всех галактик скопления. Оно было определено также для внутренней и внешней областей скопления. Эти данные собраны в табл. 1, где в первом столбце указана область, к которой относится значение f_B , во втором приводится нижний предел абсолютной звездной величины выборки, в третьем содержится среднее значение показателей цвета галактик данной выборки; четвертый столбец показывает общее число галактик выборки, а пятый — число галактик с цветами, по крайней мере на $0.^m2$ голубее, чем среднее значение показателя цвета данной выборки. Наконец, в шестом столбце приведены значения f_B .

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ f_B И ДРУГИХ ПАРАМЕТРОВ РАЗНЫХ ВЫБОРОК

| Область | M_V | $\overline{B-V}$ | Число галактик | | f_B |
|--------------------------------|-------|------------------|----------------|--------------------------------|-------|
| | | | общ. | $B-V < (\overline{B-V}) - 0.2$ | |
| Все скопл. | -19.9 | 1.1 | 43 | 3 | 0.07 |
| Все скопл. | -16.0 | 0.93 | 522 | 100 | 0.19 |
| Внутр. обл. с $\rho < 32'$ | -16.0 | 0.93 | 285 | 57 | 0.20 |
| Внешн. обл. $32' < \rho < 64'$ | -16.0 | 0.94 | 239 | 45 | 0.19 |
| Фон | -16.0 | 0.69 | 200 | 59 | 0.30 |

По данным таблицы средние значения показателей цвета используемых выборок отличаются друг от друга. Это отличие особенно значительно для выборки галактик фона, что и следовало ожидать — галактики скопления более красные, чем галактики фона. Полученное нами для ярчайших галактик значение $f_B = 0.07$ мало отличается от значения $f_B = 0.02$, полученного Батчером и Омлером для галактик этого скопления ярче $M_V = -20.0$ в радиусе R_{30} [18]. Однако при включении в рассмотрение абсолютно более слабых галактик, значения f_B оказываются такими, какими получены Батчером и Омлером для скоплений с $z > 0.2$ [18]. Полученные высокие значения f_B , по-видимому, обусловлены корреляцией между светимостями галактик и их цветами: чем абсолютно слабее галактика, тем она менее красная. Как видим, этот эффект оказывается не менее сильным, чем эффект красного смещения. Поэтому при выявлении эволюционных эффектов, необходимо проявить большую осторожность при выборе граничной светимости для разных скоплений. Существенной является также однородность фотометрических данных.

6. *Функция светимости.* Для построения функции светимости скопления подсчеты галактик производились в интервалах звездных величин с шириной в 0^m3 , что обусловлено ошибками измерений. На рис. 3а и б приведена функция светимости соответственно в цветах *B* и *V*. Светлая гистограмма относится ко всем галактикам, обнаруженным в радиусе $1^{\circ}07$, а заштрихованная — после вычета галактик фона по формулам (1). После исправления за галактики фона в указанном радиусе оказалось 450 галактик в цвете *B* и 452 — в цвете *V*.

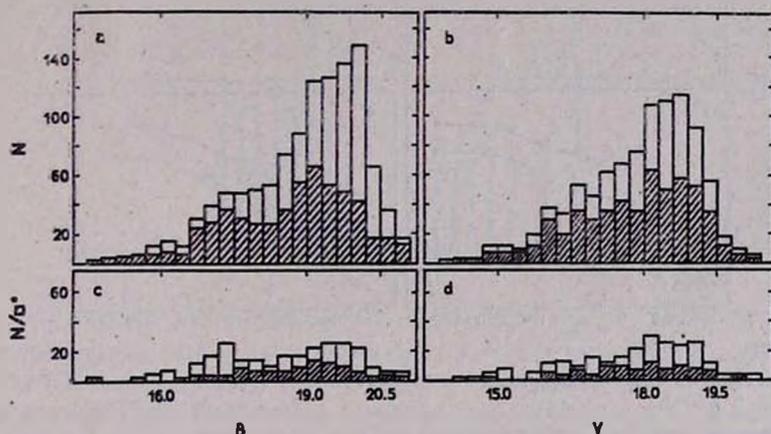


Рис. 3. Дифференциальная функция светимости скопления. На а и б заштрихованные гистограммы после исправления за галактики фона, соответственно в *B* и *V*, с и d — функции светимости для внутренней ($\rho < 32'$, светлые гистограммы) и внешней ($32' < \rho < 64'$, заштрихованные гистограммы) областей. Цифры на ординатах приведены на кв. градус.

Обращает на себя внимание изменение формы распределений после вычета галактик фона. Эти изменения оказываются еще более существенными при исправлении за галактики фона не по формулам (1), а согласно непосредственно наблюдаемым числам в разных интервалах звездных величин. Особенно бросается в глаза образование локального минимума в функции светимости в *B* в интервале $17^m5 - 18^m5$. Правда, этот минимум не столь значителен, чтобы образовать в кумулятивной функции светимости известный излом (рис. 4а и б).

На рис. 3с и d приводятся функции светимости для внутренней ($\rho < 32'$, светлые гистограммы) и внешней ($32' < \rho < 64'$, заштрихованные гистограммы) областей скопления. Цифры на ординатах приведены для квадратного градуса. Как видно из этих гистограмм, плотность галактик во внутреннем круге систематически выше, чем во внешнем кольце. Однако существенное превышение плотности галактик наблюдается для

ярких галактик в цвете B . Это показывает, что в скоплении имеется некоторая сегрегация галактик по яркости. По интегральным функциям светимости, представленным на рис. 4с и d, можно заметить эту же особенность.

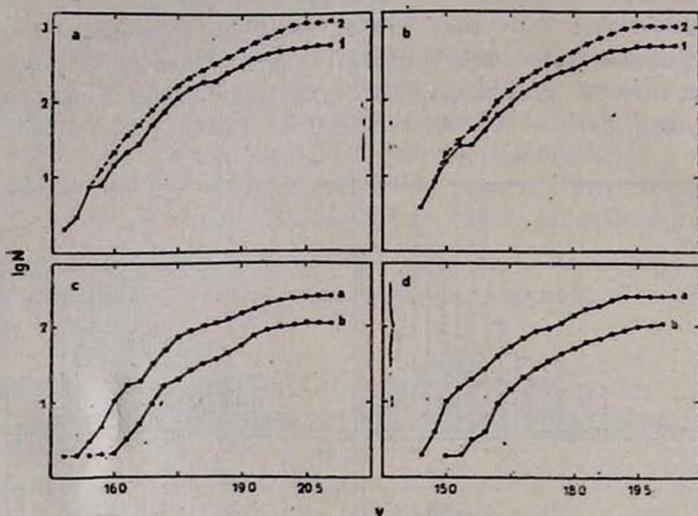


Рис. 4. Кумулятивная функция светимости. На a и b соответственно в B и V цветах, кривые 2 без учета галактик фона, кривые 1 — после их учета. На c и d кривые a для внутренней, кривые b — для внешней областей скопления.

Кумулятивные (или интегральные) функции светимости всего скопления представлены на рис. 4а и b соответственно в цвете B и V . В отличие от многих богатых скоплений галактик, в кумулятивной функции светимости А 2634 нет обычной точки излома в яркой части кривых. Это может быть связано либо с тем, что скопление является не очень богатым, либо правильным учетом плотности фона галактик.

Попытки представить функцию светимости исследуемого скопления аналитической функцией Шехтера [19] не увенчались успехом, по-видимому, из-за недостаточной репрезентативности данных.

7. Распределение эллиптичностей. Определение эллиптичностей галактик всегда сопровождается большими ошибками, особенно в случае слабых галактик. Целесообразно поэтому исследовать распределение этого параметра для сравнительно ярких галактик. Мы ограничили выборку галактиками ярче $B = 19.0$. Распределение этих галактик по эллиптичностям $\epsilon = 1 - b/a$, приведено на рис. 5а в радиусе $\rho \leq 1.07$. Для построения светлой гистограммы, не исправленной за галактики фона, использовано 490 галактик. Заштрихованная гистограмма построена после учета распределения галактик фона по эллиптичностям, представленного на рис. 5б.

Из сравнения этих гистограмм видно, что распределение галактик фона по эллиптичностям более плоское. В распределении для галактик скопления имеется хорошо выраженный максимум в интервале $\varepsilon = 0.3-0.4$.

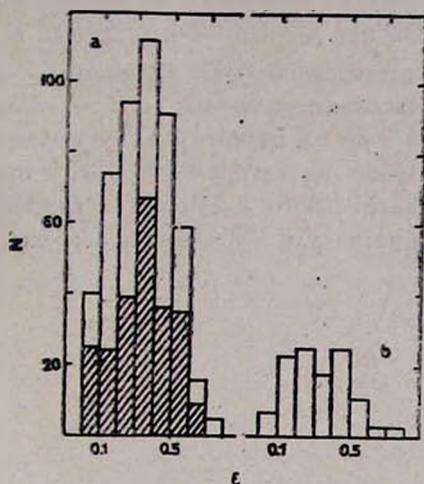


Рис. 5. Распределение галактик в области скопления по $\varepsilon = 1 - b/a$. а — заштрихованная гистограмма после учета распределения по ε для галактик фона, показанного на рис. 5б. Последнее приводится для галактик, находящихся вне эйбелловского радиуса на площади 1.6 кв. градусов.

Число галактик по обе стороны от максимума почти одинаково. Однако в отличие от ряда других скоплений число галактик с $\varepsilon > 0.2$, т. е. более сплюснутых, существенно больше, чем число галактик с $\varepsilon \leq 0.2$. В данном случае $N_{\varepsilon > 0.2} / N_{\varepsilon < 0.2} = 3.3$ до исправления за галактики фона, $N_{\varepsilon > 0.2} / N_{\varepsilon < 0.2} = 3.8$ — после исправления и $N_{\varepsilon > 0.2} / N_{\varepsilon < 0.2} = 2.8$ — для галактик фона. Любопытно, что после исправления за галактики фона это отношение слегка увеличивается. Если среди ярких галактик с $B \leq 19$ (предел данной выборки) преобладают E и S0 галактики, как это имеет место в ядре скопления, то оказывается, что число более сплюснутых галактик этих типов относительно больше в скоплении, чем в фоне.

8. Выводы. Вкратце сформулируем результаты настоящего исследования.

1. Скопление А 2634 обладает ядром высокой плотности галактик с диаметром около $0.6''$, за которым простирается образование в виде короны с медленно меняющейся низкой плотностью.

2. Распределение галактик по $B-V$ цветам имеет максимум со средним значением 1.1 , типичным для E и S0 галактик. Значение параметра f_B Батчера и Омлера равно 0.07 для галактик ярче $M_V = -19.8$.

3. Функция светимости в обоих цветах не имеет обычного локального минимума в яркой части, приводящего к излому в кумулятивной функции светимости.

4. Распределение галактик скопления по эллиптичности имеет хорошо выраженный максимум при $\varepsilon = 0.3-0.4$, тогда как галактики фона имеют более пологое распределение по ε . По-видимому, в скоплении преобладают довольно сплюснутые галактики.

Авторы благодарны д-ру Ф. Бёрнгену за участие в получении наблюдательного материала. Один из авторов (А. Т. К.) благодарен руководству и сотрудникам Центрального института астрофизики АН ГДР за предоставленные возможности для выполнения настоящей работы и гостеприимство.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Центральный институт
астрофизики АН ГДР

TWO-COLOUR PHOTOMETRY OF CLUSTER OF GALAXIES A 2634

A. T. KALLOGHLIAN, G. RICHTER, W. THÄNERT, E. H. NIKOGOSSIAN

On the plates obtained in the Schmidt focus of the 2-meter Tautenburg telescope, B and V photometric measurements of the cluster of galaxies A 2634 in a general region 2.6×2.6 have been carried out. The field galaxy density has been determined on the same plates. The cluster has a core of high galaxy density surrounded by a coronae of essentially lower density. The value of the parameter f_B introduced by Butcher and Oemler for galaxies brighter than $M_V = -19.8$ is equal to 0.07. In the cumulative luminosity function no change of slope is observed. Apparently there is a lot of flattened galaxies in the cluster.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Butcher, A. Oemler, *Astrophys. J.*, 219, 18, 1978.
2. H. Butcher, A. Oemler, *Astrophys. J.*, 226, 559, 1978.
3. G. O. Abell, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 3, 211, 1958.
4. M. Struble, H. Rood, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 63, 211, 1987.
5. Ph. M. Lugger, *Astrophys. J.*, 286, 106, 1984.
6. А. Г. Еликеян, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 13, 405, 1977.
7. H. Butcher, A. Oemler, Jr., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 57, 665, 1985.
8. Ph. M. Lugger, *Astrophys. J.*, 303, 535, 1986.

9. *C. Jones, E. Mandel, J. Schwartz, W. Forman, S. S. Murray, F. R. Harden, Jr.*, *Astrophys. J.*, 234, L21, 1979.
10. *W. Forman, C. Jones, S. Murray, R. Giacconi*, *Astrophys. J.*, 225, L1, 1978.
11. *R. F. Griffin*, *Astron. J.*, 68, 421, 1963.
12. *G. H. Macdonald, S. Kenderline, A. G. Neville*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 138, 259, 1968.
13. *J. M. Riley, N. J. B. A. Branson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 164, 271, 1973.
14. *G. K. Miley, H. van der Laan*, *Astron. and Astrophys.*, 28, 359, 1973.
15. *Ф. Бёрнзен, А. Т. Калломян*, *Астрон. физика*, 10, 159, 1974.
16. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr.*, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Univ. of Texas Press, 1976.
17. *G. Richter*, *Astron. Nachr.*, 299, 283, 1978.
18. *H. Butcher, A. Oemler, Jr.*, *Astrophys. J.*, 285, 426, 1984.
19. *P. Schechter*, *Astrophys. J.*, 203, 297, 1976.

УДК: 524.7—56

ЗС 120: СВЯЗЬ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ СО СВЕРХСВЕТОВЫМИ КОМПОНЕНТАМИ МИЛЛИСЕКУНДНОЙ РАДИОСТРУКТУРЫ

Е. Т. БЕЛОЖОНЬ

Поступила 10 апреля 1987

Принята к печати 20 августа 1987

Взаимосвязь между оптическими вспышками ($\Delta B = 0^m7$) и «выбросами» из ядра компактных компонентов миллисекундного радиоджета обнаружена для второго сверхсветового источника—ЗС 120 (ранее аналогичное явление было найдено для квазара ЗС 345). Вывод сделан на основе совпадения величин периода для эпох «выброса» радиокомпонентов ($P_{\text{рад}} = 303^d \pm 3^d$) и периода ($P_{\text{опт}} = 302^d$) возникновения оптических вспышек ($\Delta B = 0^m7$) в этом же интервале времени. На основе сводной кривой блеска выявлена многокомпонентная структура оптической переменности ЗС 120, сходная со структурой переменности NGC 4151. Расстояния между компонентами 200-миллисекундного джета ЗС 120 соответствуют циклу составляющей оптической переменности с $\Delta T = 15$ лет, если предположить сохранение величины собственного движения радиокомпонентов на разных масштабах. Подобное соответствие может служить доводом в пользу существования релятивистских скоростей в крупномасштабных структурах.

1. *Введение.* Ранее связь между оптическими вспышками и отделением от ядра компактных компонентов миллисекундного радиоджета, движущихся с видимыми сверхсветовыми скоростями, была обнаружена для квазара ЗС 345 [1, 2]. Оптические вспышки ЗС 345, ассоциирующиеся со сверхсветовыми радиокомпонентами, имеют продолжительность $\sim 3-5$ лет и амплитуду $\sim 1^m(B)$. Это составляет значительную долю его общей переменности ($\Delta B \approx 3^m$), включающей также медленный тренд ($\Delta T \geq 15$ лет; $\Delta B \geq 0^m8$) и „быструю“ составляющую ($\Delta T \approx 3^d-10^d$; $\Delta B = 0^m2-1^m2$) [1]. Подобная многокомпонентность оптических кривых блеска характерна для активных внегалактических объектов разных типов.

Как уже отмечалось [4], подавляющее большинство радиоисточников со сверхсветовыми движениями известны одновременно как OVV (опти-

чески сильно переменные) источники. В эту группу входят разнородные объекты: квазары, лацертиды, сейфертовские галактики. Разброс величин основных параметров, таких, например, как светимость, для них велик. Характерные времена компонентов оптической переменности и их амплитуд также варьируют в широких пределах. Характеристики оптической переменности квазаров и ядер активных галактик должны быть тесно связаны с устройством центрального источника и его ближайшей окрестности. Однако существующие представления о центральной области ядра не объясняют пока таких свойств оптической переменности, как многокомпонентный характер кривых блеска. Поэтому выявление связи между изменениями миллисекундной радиоструктуры и повышением активности в оптическом диапазоне представляет интерес в каждом конкретном случае. Это позволит отождествить для объектов разных типов компоненты оптической переменности одинакового происхождения и, возможно, наметить связь их параметров с другими характеристиками источников.

3С 120 вместе с 3С 345 и 3С 273 составляет группу, для которой наблюдения VLBI структуры проводились последние 15 лет систематически. 3С 120 самый близкий из известных сверхсветовых источников ($z = 0.033$) и пока единственный, который связывается с галактикой — его яркое звездообразное ядро окружено туманностью диаметром $\sim 1'$. 3С 120 классифицируется как N-галактика по виду изображения и как сейфертовская галактика I типа по характеру эмиссионных линий спектра звездообразного ядра [5]. Выделение квазара 3С 120 как галактики из группы остальных сверхсветовых источников следует отнести, однако, в значительной степени за счет его близости. Для 3С 120 соотношение светимостей звездообразного ядра и туманности в области спектра, где галактики имеют максимум светимости, таково, что он по существу является близким квазаром [6]. Близость этого источника позволяет детально изучить ассоциированную с ним галактику [5]. Поле скоростей туманности, определенное по эмиссионным линиям, показывает систематически положительные скорости по одну сторону и отрицательные — по другую от оси, расположенной под позиционным углом 72° [5]. Этот угол совпадает с направлением миллисекундного радиоджета [7]. Имеются свидетельства существования оптического джета, изогнутого в том же направлении, что и радиоджет [8].

3С 120 — одна из наиболее мощных сейфертовских галактик ($M_V = -21^m$) ясно проявляет существенный признак активности — переменность излучения. Высокая степень переменности отмечена в сантиметровом [9] и миллиметровом [10] диапазонах. 3С 120 имеет значительную переменность в ближней инфракрасной области [6, 11] и показывает достоверную переменность на $\lambda > 10 \mu$ [12]. Рентгеновский источник, отождествленный с 3С 120, имеет светимость выше, чем в среднем для

сейфертовских галактик и высокую степень переменности с временными шкалами десятки и сотни дней [13]. Таким образом, 3С 120 обнаруживает переменность от радио до рентгеновского диапазона, полностью повторяя проявления активности, свойственные другому хорошо изученному сверхсветовому источнику — квазару 3С 345 [14]. Отметим также, что у 3С 345 при высоких значениях степени поляризации оптического континуума ($p = 20\text{--}30\%$) угол поляризации совпадал с направлением выброса сверхсветовых компонентов [15]. У 3С 120 поляризация мала: $\sim 1\%$ [16], но ее угол также близок ($\Delta\theta \approx 30^\circ$) к позиционному углу миллисекундного джета.

2. Радиоструктура 3С 120 и сверхсветовые движения. Серия радиокарт, полученных с помощью систем VLA и VLBI [17], показывает структуру 3С 120 последовательно на нескольких масштабах в пределах от 0.5 пк до 100 кпк. При этом обнаруживается непрерывная связь VLBI джета с протяженными структурами по обе стороны от ядра. Миллисекундный джет 3С 120 содержит компактные компоненты, движущиеся вдоль него с видимой сверхсветовой скоростью.

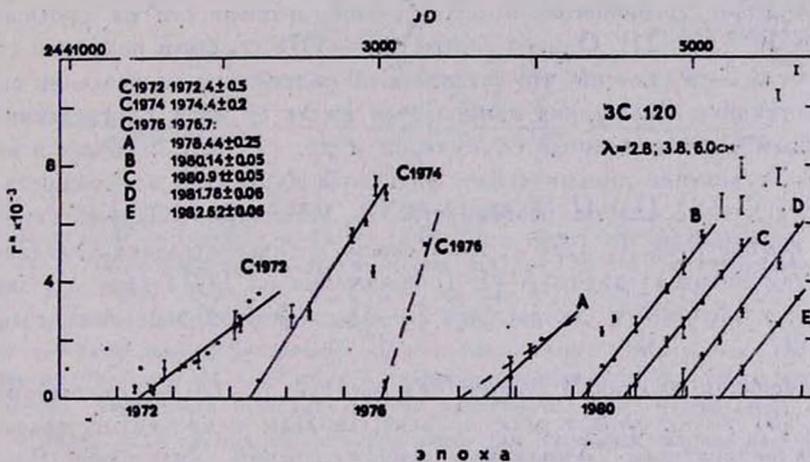


Рис. 1. Угловые разделения от ядра компактных компонентов миллисекундного радиоджета 3С 120 в функции эпохи. Данные 1971—77 гг. [18, 19] получены с помощью модельной подгонки. Разделения для компонентов А—Е [17] определены по гибридным картам. Нуль-эпохи для компонентов получены линейной экстраполяцией (для С1972, С1974 [19]). Разделения для слабых особенностей структуры показаны обрезками [17]; они не учитывались при получении нуль-эпох.

На рис. 1 приведены данные по отделениям от ядра компонентов джета в течение всего времени VLBI-наблюдений 3С 120 ($\lambda = 2.8, 3.8$ и 6 см). Систематических различий между положениями компонентов на разных длинах волн не найдено. Интервал VLBI-наблюдений делится на две части, 3—709

для которых данные различаются по методике получения параметров миллисекундной структуры. До июля 1977 г. эти параметры (отделения компонентов от ядра, их плотности потоков, позиционные углы и т. д.) получались с помощью модельной подгонки данных. При этом, в основном, использовалась модель двойного источника, которая объясняла ~ 60 — 90% плотности общего потока от всей миллисекундной структуры [18, 19]. По данным 1972—1977 гг. прослежено с разной степенью надежности отделение от ядра с постоянными скоростями двух компонентов джета: С 1972 ($v = 2.2$ с при $H_0 = 100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$) и С 1974 ($v = 4.7$ с) [19]. Позиционный угол оставался неизменным в пределах ошибок. Сайелстед и др. [19] подчеркивают, что в ряде случаев, особенно в 1976—1977 гг., источник был значительно более сложным (допускалась 3- и 4-компонентная модель). Структура включает тогда более слабые компоненты, расположенные на больших расстояниях от ядра. Отмечается также возможность отделения от ядра в середине 1976 г. еще одного компонента — С1976 [19].

Первые гибридные карты ЗС 120, полученные в 1977—1978 гг., подтвердили сложную структуру источника, содержащую вдоль джета несколько ярких компонентов и более слабые особенности на протяжении $\sim 8'' \times 10^{-3}$ [20, 21]. Однако карты 1977—1978 гг. были получены с участием лишь 3—4 станций, что сказалось на надежности определения структуры источника. Разделения компонентов джета от ядра, определенные по гибридным картам, приводятся Уокером и др. [17, 22], начиная с конца 1978 г. Увеличение динамического диапазона карт дало возможность выявить удаленные слабые особенности — в источнике обнаруживается до шести компонентов. С 1978 г. прослежено последовательное удаление от ядра компонентов джета А—Е (обозначения из [17]) (рис. 1), движущихся с постоянными скоростями 2с—4с, и постоянным позиционным углом [17].

Изменения плотности общего радиопотока ЗС 120 на сантиметровых волнах [9] имеют характерные времена, сходные с временами изменения его радиоструктуры. Амплитуды этих изменений (несколько Янских) близки к величинам плотностей потоков от компонентов джета [19]. Однако сопоставление эпох отделения «ранних» компонентов от ядра (1972.4 и 1974.4) с кривой изменения плотности общего радиопотока на этих же частотах [18] приводит к противоречивым результатам. Аналогичный вывод получен и для квазара ЗС 345 [14]. Вспышки ЗС 345 в миллиметровом диапазоне дают значительно лучшую корреляцию [14]. Для одной из составляющих оптической переменности ЗС 345 — «медленных» вспышек взаимосвязь с эпохами «выброса» радиокомпонентов проявляется вполне четко [1, 2]. Таким образом, эпохи образования компонентов джета лучше «привязаны» к вспышкам в коротковолновых диапазонах. Ана-

лиз взаимосвязи между «медленными» оптическими изменениями блеска и вариациями плотности общего радиопотока на сантиметровых волнах для ЗС 345 [23] приводит к выводу о значительных колебаниях времен запаздывания радиовспышек относительно оптических. Это обстоятельство, совместно с высокой частотой возникновения радиовспышек у ЗС 120, создает сложную картину, что, вероятно, и приводит к неопределенности при сопоставлении событий.

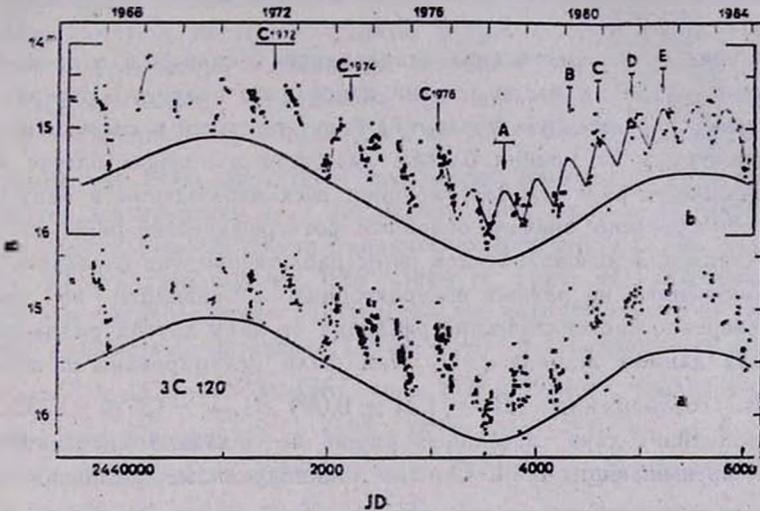


Рис. 2. а) Сводная оптическая кривая блеска ЗС 120 (В). (●) — фотозлектрические оценки блеска (диафрагма 13."5) [24—30] и неопубликованные данные Лютого 1978—84 гг. Фотографические оценки блеска: (○) — [33, 34] и неопубликованные данные Гаген-Торна 1983—84 гг.; (+) — [30, 32, 35]; (X) — [31]. Сплошной линией показана «медленная» составляющая. б) Кривая блеска ЗС 120; для большинства сезонов проведена фильтрация данных (пояснения в тексте). «Медленная» составляющая перенесена с рис. 2а. Стрелками с указанием ошибки отмечены эпохи «выброса» компонентов радиоджета (см. рис. 1). На промежутке, где определяется период ($P_{\text{опт}} = 305^d$), использована фазовая диаграмма для получения синтезированной кривой блеска.

3. Данные оптической переменности, кривая блеска. На рис. 2а приведена сводная кривая блеска ЗС 120 в полосе В за все время его систематических наблюдений (1967—1984 гг.). Используются все опубликованные к 1986 г. фотозлектрические и фотографические оценки блеска, а также неопубликованные фотозлектрические наблюдения Лютого за 1978—1984 гг. и фотографические наблюдения Гаген-Торна за 1983—1984 гг. Кривая блеска содержит 477 точек, из которых фотозлектрические наблюдения [24—30] составляют лишь $\sim 1/5$. Основу массива фотозлектрических оценок блеска ($\sim 60\%$) составляет однородный ряд Лютого

(1968—1984 гг.). Среднеквадратическая ошибка фотоэлектрических наблюдений в большинстве случаев $0^{\text{m}}02$ — $0^{\text{m}}03$, иногда до $\sim 0^{\text{m}}08$ [28].

Основная масса фотографических наблюдений ($\sim 90\%$) содержится в трех однородных рядах, охватывающих практически весь временной интервал [31—34]. Для них среднеквадратические ошибки единичной оценки блеска: $\sigma_1 = 0^{\text{m}}01 + 0^{\text{m}}20$. Примерно для половины всех фотографических наблюдений оценки блеска получены по 2—3 пластинкам, что, соответственно, уменьшает ошибку. Фотографические данные из [30, 35] малочисленны.

Различия в осуществлении стандартной *B*-полосы и в особенности 2—3-кратные различия масштабов на пластинках разных обсерваторий (ЗС 120 имеет протяженную оболочку) могут привести к систематическим, притом зависящим от уровня блеска, разницам в оценках блеска между фотографическими рядами. Для сведения всех наблюдений в одну систему были сопоставлены вначале основные фотографические ряды [31—34]. При сопоставлении использовались пары наблюдений (их оказалось от 14 до 17), полученные на разных обсерваториях с разницей во времени $\leq 1^{\text{d}}8$. Уверенно систематические различия от двух других рядов определяются для данных Ллойда [31]. Они были редуцированы с помощью линейного соотношения: $B = (1.21 \pm 0.09) B_{\text{Ллойда}} - (3^{\text{m}}26 \pm 1^{\text{m}}32)$. Взаимное сравнение двух остальных рядов не показало систематических различий, превышающих $0^{\text{m}}1$. Однако индивидуальные отклонения от регрессионных прямых в ряде случаев достигают $\sim 0^{\text{m}}5$. После исключения систематических ошибок остающиеся различия (ΔB) для 46 пар «одновременных» ($\Delta T \leq 1^{\text{d}}8$) наблюдений независимо характеризуют случайную ошибку фотографических наблюдений. Аппроксимация распределения ΔB нормальным распределением дает $\sigma = 0^{\text{m}}12$ для единичной оценки блеска, что хорошо соответствует типичным среднеквадратичным ошибкам, приводимым авторами.

Аналогичное непосредственное сравнение фотоэлектрических наблюдений из-за их малочисленности оказалось невозможным. Однако сопоставление фотоэлектрических оценок блеска, редуцированных к диафрагме 13."5, с одновременными фотографическими (38 пар наблюдений) показало их хорошее согласие и одновременно отсутствие заметных систематических различий между фотоэлектрическими рядами. Систематические различия данных фотоэлектрической и фотографической фотометрии не превышают $0^{\text{m}}05$ (*B*) и, возможно, несколько возрастают лишь при $B \leq 15^{\text{m}}$, когда, по-видимому, из-за уменьшения экспозиции для фотографических оценок блеска вклад от оболочки уменьшается. Все фотоэлектрические на-

блюдения, включенные в сводную кривую блеска, были редуцированы к диафрагме $13.''5$ (использовались данные фотометрии ЗС 120 с разными диафрагмами [25]).

На кривой блеска ЗС 120 (рис. 2а) отчетливо проявляется «медленная» составляющая с характерным временем изменения ~ 7 лет и амплитудой $\sim 1^m$. Она представлена как нижняя огибающая более быстрых изменений блеска с характерным временем $\sim 100^d$ — 200^d . Отметим, что аналогичный вид «медленных» изменений получается при фильтрации данных с интервалом усреднения $\sim 1000^d$. «Медленная» составляющая переменной в оптике повторяет кривую блеска ЗС 120 (1968—1978 гг.) в ближней инфракрасной области, где отсутствует «быстрая» составляющая [11]. Существование «медленной» составляющей прослеживается и по данным Гарвардской коллекции [36], которые сосредоточены в основном на промежутке 1934—1947 гг. и показывают изменения блеска на $\sim 0^m7$ с характерным временем 5—7 лет. Кроме того, Ушер и др. [36] отмечают и возможность существования циклических изменений блеска с полупериодом ~ 30 лет. Наблюдения 1967—1984 гг. (рис. 2) полностью подтверждают это предположение. Действительно, если более сотни наблюдений ЗС 120 в 13-летнем интервале (1934—1947 гг.) показывают изменения в пределах $B = 13^m8$ — 15^m3 [36], то в 1979—1984 гг. (полный цикл «медленной» составляющей) $B = 14^m5$ — 16^m2 (рис. 2). Это заставляет предположить существование еще более низкочастотной составляющей с амплитудой $\geq 0^m8$ и циклом ≥ 70 лет. Интересно отметить, что сходную многокомпонентную кривую блеска с циклическими составляющими ~ 16 лет и ~ 80 лет имеет сейфертовская галактика NGC 4151 [3].

4. Сопоставление радио и оптических данных. Изменения радиоструктуры ЗС 120 происходят с такими характерными временами, что естественно их связывать с «быстрыми» изменениями блеска. Характер этих изменений на многих участках кривой блеска плохо определяется из-за пробелов, вызванных сезонностью наблюдений и существенных ошибок фотографической фотометрии для части данных. Для исключения «выбросов», обусловленных, по-видимому, в основном случайными ошибками наблюдений, было проведено сглаживание данных по тройкам методом скользящих медиан [37]. Результат представлен на рис. 2б. Сглаживание производилось отдельно для каждого сезона наблюдений; иногда выполнялась повторная фильтрация. Отрывочные данные 1967 г. и 1969—1970 гг. оставлены без изменений. Если ход изменений блеска ясно показывал тенденцию к монотонному изменению, то проводилось сглаживание на концах [37], с тем, чтобы максимально уменьшить укорачивание временных интервалов из-за фильтрации. Интервал усреднения практически всегда нахо-

дился в пределах 5^d — 20^d . В тех случаях, когда крайние точки на концах сезона отстояли от соседних более чем на 20^d (например, в 1980 г.), они не участвовали в процедуре фильтрации, но включались в общий массив данных.

На рис. 2b ясно проявляются участки систематических изменений блеска в течение $\sim 100^d$ — 200^d , что заставляет предполагать существование вспышек с амплитудой $\sim 0^m.5$ — $0^m.8$ и длительностью 200^d — 400^d . Частота их возникновения, по-видимому, велика, так что вспышки следуют без перерывов, вероятно, даже перекрываясь. Пробелы, связанные с сезонностью наблюдений, не позволяют, однако, отнаблюдать такие вспышки целиком во всех фазах их развития. Стрелками на рис. 2b отмечены эпохи «выброса» из ядра радиокомпонентов джета, полученные с помощью линейной экстраполяции к нулю данных по их разделениям. В целом, общая картина непрерывно следующих друг за другом оптических вспышек хорошо согласуется с высокой частотой отделения от ядра новых компонентов джета. Сопоставление отдельных событий на рис. 2b намечает тенденцию для нуль-эпох ассоциироваться с максимумами «быстрых» изменений блеска. Однако в каждом конкретном случае пробелы в оптических наблюдениях и недостаточная точность в определении нуль-эпох для «ранних» компонентов джета не позволяют с уверенностью связывать «выбросы» с определенными событиями в оптической переменности.

Для проверки возможности такой связи мы использовали то обстоятельство, что в 80-х годах, где данные VLBI наиболее надежны, отделение от ядра компонентов джета B — E происходило, видимо, почти строго периодически (рис. 1). Данные для компонента A также получены с помощью гибридных карт, но его нуль-эпоха определяется менее уверенно. При экстраполяции без учета весов (сплошная линия на рис. 1) нуль-эпоха для компонента A хорошо соответствует периоду. Между числом целых циклов (N) и нуль-эпохами (T) компонентов A — E (их значения приведены на рис. 1) получено линейное регрессионное соотношение: $T = (0.^{\circ}83 \pm 0.^{\circ}0068) N + 77.^{\circ}62$. Угловый коэффициент дает значение периода по радиоданным: $P_{рад} = 303^d \pm 3^d$. Таким образом, для 1978—1983 гг. имеется практически строгая периодичность «выбросов» радиокомпонентов из ядра.

Исследуем теперь возможность существования периодических составляющих в оптической переменности для того же промежутка времени. Для этой цели использовались методы Юркевича [38] и фурье-анализа, модифицированного Димингом [39] для неравномерно распределенных данных. Метод Юркевича — одна из разновидностей методов пробного периода. Для оценки степени упорядоченности расположения точек на фазовой диаграмме интервал фаз разбивается на k групп. В качестве статистики

используется величина: $V_k^2 = \sum_{l=1}^k \sum_{i=1}^{n_l} B_i^2 - n_l \bar{B}_l$, где $\bar{B}_l = \frac{1}{n_l} \sum_{i=1}^{n_l} B_i$; B_i — наблюдения, n_l — число наблюдений в l -ой группе. При наличии в данных периода P_i , статистика V_k^2 имеет минимумы с широкими крыльями для $P = iP_0$, $i = 1, 2, \dots$. В методе Диминга спектр мощности $P(\nu) = \frac{1}{N^2} \left| \sum_{j=1}^N (B_j - \bar{B}) e^{-2\pi i \nu t_j} \right|^2$, где $\bar{B} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N B_i$, ν — частота, t_j — моменты наблюдений, N — общее число наблюдений. Функция спектрального окна $S(\nu) = \frac{1}{N^2} \left| \sum_{j=1}^N e^{-2\pi i \nu t_j} \right|^2$ дает информацию о неравномерностях в расположении данных во времени для обнаружения ложных периодов в $P(\nu)$. Периодограммы для исходного и отфильтрованного массивов данных имеют сходные особенности, но во втором случае уровень шумов ниже, и в дальнейшем мы будем использовать лишь этот массив.

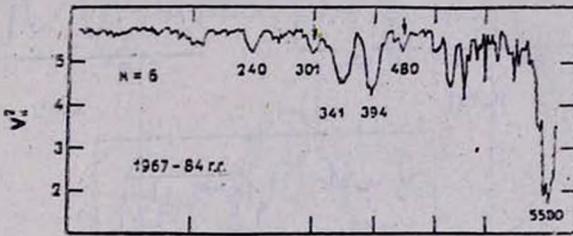


Рис. 3. Статистика V_k^2 для всего ряда наблюдений (1967—84 гг.) с использованием исходных данных (B) после фильтрации.

На рис. 3 приведена периодограмма для всего массива данных. Наиболее значительная особенность ($P(\nu)$ дает аналогичный результат) соответствует периоду ~ 15 лет. Это в точности совпадает с «медленной» составляющей рис. 2 и подтверждает ее реальность. Особенность на 5500^d и годовая периодичность в расположении данных (она четко подтверждается и функцией $S(\nu)$) дают ряд интерференционных минимумов; основные из них за 341^d и 394^d. В дальнейшем при анализе «быстрых» изменений блеска 15-летняя составляющая исключалась; использовались величины: $\Delta B_i = B_i - B_i^M$, где B_i — наблюдения, B_i^M — значения 15-летней составляющей в тот же момент времени, снятые с рис. 2.

Поскольку о существовании периода $P_{\text{ред.}} = 303^d$ известно только для промежутка 1978—1982 гг., при анализе на периодичность использовались оптические данные в том же интервале: JD 2443420—2445348. Функ-

ции V_k^2 и $P(\nu)$ для этого промежутка времени приведены на рис. 4. Во всем интересующем нас интервале пробных периодов (частот) наиболее выдающейся оказывается особенность на 305^d . Причем V_k^2 такие же глубокие минимумы имеет на кратных 305^d значениях, как и должно быть в присутствии истинного периода. Функция $S(\nu)$ указывает лишь на одну очевидную неравномерность в расположении данных: 359^d , связанную с сезонностью наблюдений. Максимумы в $P(\nu)$ на частотах $\nu = 1/165^d$; $1/190^d$ и $1/226^d$ являются интерференционными — их частоты в точности равны сумме частоты $1/359^d$ и частот $1/307^d$; $1/408^d$ и $1/613^d$, соответственно (рис. 4b). V_k^2 также дает минимумы на интерференционных частотах; дополнительный минимум на $462^d \approx 230^d \times 2$ возникает из-за свойств V_k^2 .

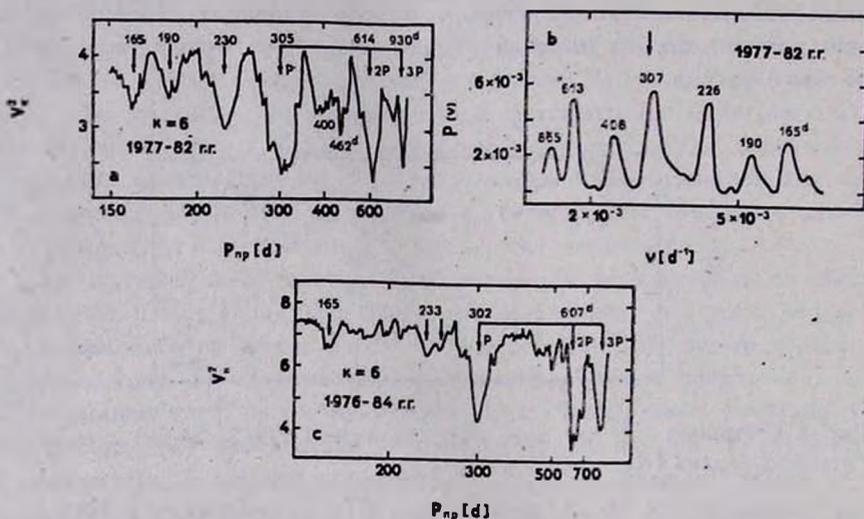


Рис. 4. Анализ оптической переменности для интервала 1977—82 гг., на котором наблюдается периодичность «выбросов» радиокомпонентов джета: $P_{ред.} = 303^d \pm 3^d$; а) статистика V_k^2 ; б) спектр мощности $P(\nu)$; в) статистика V_k^2 для расширенного интервала 1976—84 гг. Использованы значения ΔB ; низкочастотная составляющая исключалась.

Таким образом, периодограммы достаточно просто интерпретируются и указывают на возможность существования периодов 305^d и 408^d ; причем значимость первого много выше. Для определения статистической значимости периода 305^d применялся непараметрический тест, использующий метод рандомизации Фишера. Применение этого теста для методов пробных периодов описано Немеками [40]. Тест рандомизации предполагает получение периодограмм для m массивов данных. Массивы случай-

ным образом выбраны из $N!$ возможных, образованных путем перестановки исходных наблюдений. Число p абсолютных минимумов функции V_k^2 по величине меньших, чем значение проверяемого минимума, из периодограммы для исходного ряда, и является оценкой уровня значимости предполагаемого периода. Преимущество этого теста состоит в том, что не требуется делать никаких предположений о распределении данных. Максимальная величина ошибки p : $\sigma_p = 0.5 m^{-1/2}$ [40]. Для определения p было использовано 900 перестановок исходного массива; вычисления производились при тех же, что и для исходного параметрах. Для периода 305^d получен уровень значимости $p = 0.000$; $\sigma_p = 0.017$. Истинное значение p , вероятно, много меньше, однако для существенного уменьшения ошибки потребуется большое количество машинного времени. На рис. 5 приведена фазовая диаграмма для $P_{\text{опт.}} = 305^d$, в которой использованы наблюдения 1977—1982 гг. (всего 122 точки). Данные усреднены на интервалах фаз 0.1. Сплошной линией показана сглаженная кривая блеска, представляющая собой почти симметричную вспышку с амплитудой $\sim 0^m6$ (B).

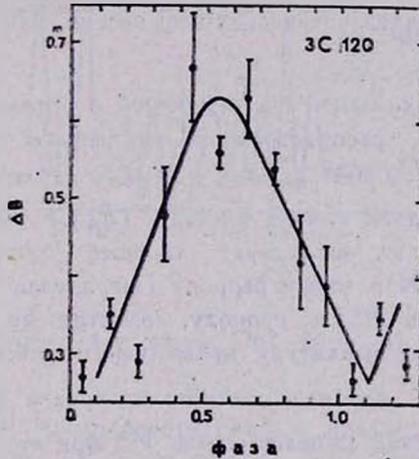


Рис. 5. Фазовая диаграмма для $P_{\text{опт.}} = 305^d$. Используются данные в интервале 1977—82 гг. (122 точки). Приведены значения ΔB , усредненные на интервалах фаз 0.1 с указанием среднеквадратичной ошибки.

Таким образом, для интервала времени, на котором «выбросы» радиокомпонент джета из ядра происходили с периодом $P_{\text{рад.}} = 303^d \pm 3^d$, анализ оптической переменности позволяет предполагать существование оптических вспышек с периодом 305^d ($\Delta B \simeq 0^m6$), что, безусловно, является веским аргументом в пользу связи этих двух проявлений активности. Фазовая диаграмма для $P_{\text{опт.}} = 305^d$ была использована для восстановления

кривой блеска ЗС 120 в 1977-1982 гг. (рис. 2b). При сопоставлении этой кривой с исходным рядом получено хорошее согласие по всей длине ряда наблюдений. В то же время аналогичная процедура, выполненная для $P = 226^d$ (для проверки возможности наложения интерференционной особенности на истинную) и 408^d выявляет значительные несоответствия их ряду наблюдений. На рис. 2b видно, что эпохи отделения компонентов джета от ядра соответствуют максимумам оптических вспышек с $P_{\text{опт.}} = 305^d$. При этом нужно иметь в виду, что возможны отклонения от средней кривой из-за различия амплитуд отдельных вспышек и существования еще более быстрых ($\sim 10^d - 20^d$) изменений блеска (например, конец 1972 г. или начало 1980 г.) Нуль-эпохи для компонентов джета С1972 и С1974 при непосредственном сопоставлении с оптической переменностью также ассоциируются скорее с максимумами блеска. Параметры радиоструктуры ЗС 120, полученные в 70-е годы в рамках модели двойного источника, являются неполными в смысле выявления истинной многокомпонентной структуры. Это обстоятельство объясняет явное несоответствие числа оптических вспышек с количеством обнаруженных в 70-е годы радиокомпонентов. Так что ранние наблюдения во всяком случае не противоречат утверждению о связи оптических вспышек ЗС 120 с «выбросом» компонентов радиоджета.

5. Свойства периодической составляющей в оптике. Самостоятельный интерес представляет распространение найденного в интервале 1977—1982 гг. периода $P_{\text{опт.}} = 305^d$ на весь интервал наблюдений. Прежде всего, экстраполяция средней кривой блеска с $P_{\text{опт.}} = 305^d$ по обе стороны интервала 1977—1982 гг. показывает хорошее соответствие изменений блеска в 1976 г. и 1984 г. этому периоду (штриховая линия на рис. 2b). Малочисленные данные 1983 г. периоду, вероятно, не противоречат, если предположить большую амплитуду предыдущего максимума. На рис. 4с приведена функция V_k^2 для расширенного интервала 1976—1984 гг. Увеличение числа наблюдений снижает шумы V_k^2 ; при этом исчезает минимум на $\sim 400^d$ (и соответствующий ему интерференционный на 190^d), что подтверждает его ложность. Более глубокие по отношению к уровню шумов, чем на рис. 4а минимумы, соответствуют уточненному периоду $P_{\text{опт.}} = 302^d$ и кратным ему; слабые минимумы—интерференционные. Итак, $P_{\text{опт.}} = 302^d$ сохраняется, по-видимому, по крайней мере в течение 10 циклов.

Однако дальнейшее распространение периода на более ранние данные выявляет их явное несоответствие. Изменения блеска в конце 1975 г. происходят в противофазе с $P_{\text{опт.}}$. Для выяснения, не является ли это просто сбоем фазы, был проведен анализ на периодичность для оптических данных 1967—1976 гг. Отметим, что оба исследуемых интервала практически

равны по длине и содержат, соответственно, 212 и 168 точек при сходном их распределении во времени. Так что возможность обнаружения периода для 1967—1976 гг. даже предпочтительнее. V_k^2 и $P(\nu)$ для интервала 1967—1976 гг. приведены на рис. 6. Очевидно, что в этом случае периодограммы имеют намного более сложный вид — в интервале частот, соответ-

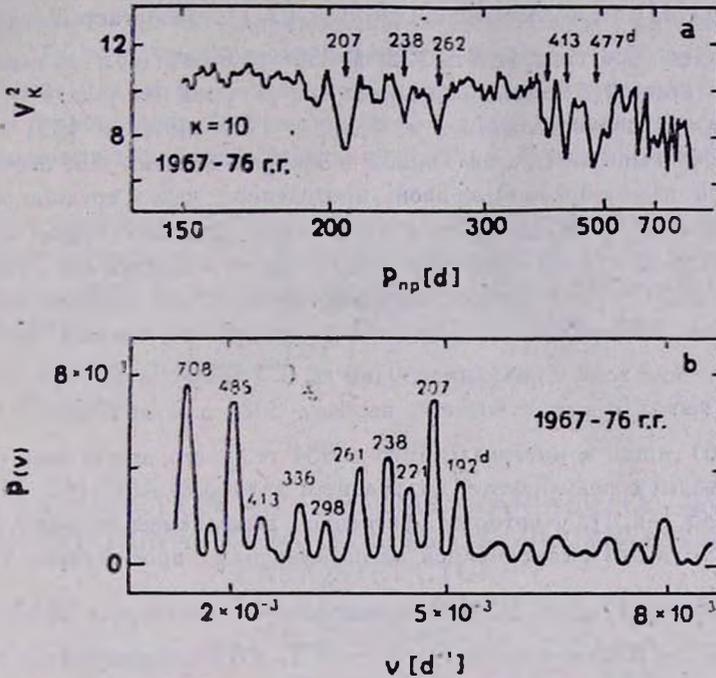


Рис. 6. Для значений ΔB в интервале 1967—76 гг.: а) статистика V_k^2 ; б) спектр мощности $P(\nu)$.

ствующих 190^d — 700^d , число особенностей у них в два раза больше, чем для второй части данных (рис. 4). При этом для $P(\nu)$ ближайший к значению $P_{\text{опт.}} = 302^d$ пик ($P = 298^d$) оказался минимальным во всем интервале 150^d — 500^d . Следовательно, в 1967—1976 гг. для оптических вспышек период $\sim 300^d$ не присутствует и начало серии вспышек с $P_{\text{опт.}} = 302^d$ следует отнести к 1976 г. Фазовые диаграммы, построенные по данным 1967—1976 гг. для периодов 207^d и 485^d , в обоих случаях представляют собой сложную вспышку ($\Delta B \approx 0^m 7$) с двумя максимумами. Сопоставление синтезированных периодических кривых непосредственно с рядом наблюдений показывает, что они не объясняют изменений блеска по всему ряду в целом. Таким образом, в 1967—1976 гг. последовательность опти-

ческих вспышек, по-видимому, нельзя описать с помощью единого периода. Периодограммы для всего ряда 1967—1984 гг. содержат всю совокупность особенностей, выявленных для первого и второго интервалов. Отметим, что $P_{\text{опт.}} = 302^d$ проявляется и в периодограмме на рис. 3.

Для архивных данных (1908—1967 гг.) анализ на периодичность оптической переменности (302 точки за 60 лет) ЗС 120 был выполнен Юркевичем и др. [41] с применением статистики V_k^2 . Предполагается существование периодов 22.4 года ($\Delta B \simeq 1^m 2$) и 350^d ($\Delta B \simeq 0^m 6$), т. е. выявляется структура кривой блеска, сходная со структурой на рис. 2.

Анализ на периодичность в интервалах 1967—1976 гг. [33] и 1967—1982 гг. [34] выполнен Гаген-Торном и др. для величин ΔB , отсчитанных от сложной волнообразной кривой, проведенной через средние за сезон значения блеска. В обоих случаях $P(\nu)$ имеет большое число примерно одинаковых пиков в области 165^d — 500^d , самые большие из которых на 298^d [33] и 207^d [34]. Первое значение принято как возможный период в интервале 1967—1976 гг. Фазовая диаграмма показывает «некоторый систематический ход» с полуамплитудой $\leq 0^m 1$ [33].

Наш вывод о существовании периода 302^d для оптических вспышек ($\Delta B \simeq 0^m 6$) лишь в интервале 1976—1984 гг. и его отсутствии в 1967—1976 гг. сходен с результатом, полученным для NGC 4151 [42, 43] и квазара ЗС 345 [44, 1], у которых уверенно выделяемые периоды, соответственно 130^d и 321^d , сохранялись на ограниченных промежутках времени.

6. Выводы. 1) Для ЗС 120 возникновение оптических вспышек длительностью $\sim 300^d$ и с амплитудой $\sim 0^m 7$ (B) ассоциируются с отделением от ядра сверхсветовых радиокомпонентов миллисекундного джета. Вывод получен на основе совпадения величин периода для эпох «выброса» радиокомпонентов (303^d) и периода возникновения оптических вспышек (302^d).

2) Оптическая переменность ЗС 120 имеет многокомпонентную структуру, сходную со структурой переменности NGC 4151 [3]. Компоненты оптической переменности ЗС 120: а) $\Delta T \simeq 300^d$, $\Delta B \simeq 0^m 7$; б) $\Delta T \simeq 15$ лет, $\Delta B \simeq 1^m$; в) $\Delta T \geq 70$ лет, $\Delta B \geq 0^m 8$.

3) Периодичность оптических вспышек ($P_{\text{опт.}} = 302^d$) обнаруживается лишь на интервале 1976—1984 гг. (в течение 10 циклов). Анализ переменности в интервале 1967—1976 гг. показывает, что в это время период $\sim 300^d$ отсутствует и, по-видимому, вообще не существует единого периода для вспышек.

В заключение укажем на сходство многокомпонентной структуры кривой блеска ЗС 120 в оптике и иерархического строения его радиоджета [17].

у которого обособленные компоненты выделяются на различных масштабах. Так, расстояния между тремя последовательными компонентами 200-миллисекундного джета (рис. 2 из [17]) $\sim (35''-40'') \cdot 10^{-3}$. Если предположить, что собственное движение для компонента на разных масштабах одинаково ($\mu \simeq 2.''5 \cdot 10^{-3}$ / год), то промежуток времени между образованием крупномасштабных компонентов $\sim 14-16$ лет. Это совпадает с циклом ~ 15 лет для «медленной» составляющей оптической переменности. Так что «медленные» оптические вспышки, возможно, связаны с возникновением компонентов 200-миллисекундной структуры 3С 120. С другой стороны, подобное соответствие может служить доводом в пользу существования релятивистских скоростей в крупномасштабных структурах.

Автор благодарит В. М. Лютого и В. А. Гаген-Торна за предоставление данных фотометрии 3С 120 до их опубликования; М. К. Бабаджанянца и Ю. В. Барышева за полезные обсуждения и П. М. Фёдорова за помощь в вычислениях.

Ленинградский государственный
университет

3С 120: CONNECTION OF OPTICAL VARIABILITY WITH THE SUPERLUMINAL COMPONENTS OF MILLIARCSECOND RADIOSTRUCTURE

E. T. BELOKON'

The relationship between the optical outbursts ($\Delta B = 0^m7$) and separation of compact components of the milliarcsecond radiojet from the nucleus is found for the second superluminal source — 3С 120. Earlier the same phenomenon has been found for the quasar with superluminal motions — 3С 345. The conclusion is made from coincidence of the period of "ejection" of radiocomponents ($P_{\text{Rad}} = 303^d \pm 3^d$) and that of optical outbursts with amplitude about 0^m7 ($P_{\text{opt}} = 302^d$) in the same time interval. The light curve presenting all available data were used to show that the optical variability of 3С 120 has a multi-component structure similar to that of NGC 4151. 3С 120 have three components with $\Delta T \sim 300^d$; 15 years and >70 years. The distances between the components of 200-milliarcsecond radiostructure of 3С 120 correspond to the cycle of the 15-years optical component if the proper motion is assumed to be the same as on the milliarc-

second scale. Such accordance may be an argument for the existence of relativistic velocities on large-scale radiostructures.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконь, *Астрофизика*, 21, 217, 1984.
2. М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконь, *Астрофизика*, 23, 459, 1985.
3. В. М. Лютый, В. А. Окнянский, *Астрон. ж.*, 64, 465, 1987.
4. М. К. Babadzhanjants, E. T. Belokon', *Symp. IAU No. 121, Byurakan, 1986*.
5. J. A. Baldwin, R. F. Carswell, E. J. Wampler, H. E. Smith, E. M. Burbidge, A. Voksenberg, *Astrophys. J.*, 236, 388, 1980.
6. G. H. Rieke, in "Astrophysics of Active Galaxies and QSO's", Ed. J. S. Miller, Univ. Sci. Books, 1985, p. 235.
7. R. C. Walker, G. A. Setelstad, R. S. Simon, S. C. Unwin, M. H. Cohen, T. J. Pearson, R. P. Linfield, *Astrophys. J.*, 257, 56, 1982.
8. G. Wierick, in "Optical Jets in Galaxies", ESO/ESA Workshop, ESA SP-162, Paris, 1981, p. 29.
9. B. H. Andrew, J. M. MacLeod, G. A. Harvey, W. J. Medd, *Astron. J.*, 83, 863, 1978.
10. E. E. Epstein, W. G. Fogarty, J. Mottmann, E. Schneider, *Astron. J.*, 87, 449, 1982.
11. G. H. Rieke, M. J. Lebofsky, *Astrophys. J.*, 227, 710, 1979.
12. M. J. Lebofsky, G. H. Rieke, 284, 410, 1980.
13. J. P. Halpern, *Astrophys. J.*, 290, 130, 1985.
14. J. N. Bregman, A. E. Glassgold, P. J. Huggins et al., *Astrophys. J.*, 301, 708, 1986.
15. M. L. Sitko, G. D. Schmidt, W. A. Stein, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 59, 323, 1985.
16. R. R. J. Antonucci, *Astrophys. J.*, 278, 499, 1984.
17. R. C. Walker, *Proc. NRAO Workshop No. 9, Green Bank, Eds. A. H. Bridle, J. A. Eilek, 1984, p. 20*.
18. M. H. Cohen, K. I. Kellermann, D. B. Shaffer, R. P. Linfield, A. T. Moffett, J. D. Romney, G. A. Setelstad, I. I. K. Pauliny-Toth, E. Preuss, A. Witzel, R. T. Schilizzi, B. J. Geldzahler, *Nature*, 268, 405, 1977.
19. G. A. Setelstad, M. H. Cohen, R. P. Linfield, A. T. Moffett, J. D. Romney, R. T. Schilizzi, D. B. Shaffer, *Astrophys. J.*, 229, 53, 1979.
20. A. C. S. Readhead, T. J. Pearson, M. H. Cohen, M. S. Ewing, A. T. Moffett, *Astrophys. J.*, 231, 299, 1979.
21. R. C. Walker, G. A. Setelstad, R. S. Simon, S. C. Unwin, M. H. Cohen, T. J. Pearson, R. P. Linfield, *Astrophys. J.*, 257, 56, 1982.
22. R. C. Walker, J. M. Benson, G. A. Setelstad, S. C. Unwin, *Symp. IAU No. 110, Eds. R. Fanti, K. Kellerman, G. Setti, Dordrecht, Reide], 1984, p. 121*.
23. М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконь, В. А. Горохов, *Астрофизика*, 22, 247, 1985.
24. В. М. Лютый, *Астрон. ж.*, 58, 918, 1979.
25. A. Sandage, *Astrophys. J.*, 150, L177, 1967.
26. A. Sandage, *Astrophys. J.*, 180, 687, 1973.
27. W. L. W. Sargent, *Astrophys. J.*, 160, 405, 1970.
28. S. L. O'Dell, J. J. Puschell, W. A. Stein, J. W. Warner, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 38, 267, 1978.

29. G. Wlerick, B. Westerlund, *Astron. and Astrophys.*, 72, 277, 1979.
30. T. D. Kinman, *Astron. J.*, 73, 885, 1968.
31. C. Lloyd, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 209, 697, 1984.
32. J. T. Pollock, A. J. Pica, A. G. Smith, R. J. Leacock, C. L. Edwards, R. L. Scott, *Astron. J.*, 84, 1658, 1979.
33. В. А. Гаген-Торн, А. И. Персвозчикова, Н. М. Скулова, С. Г. Эрштадт, *Тр. АО АГУ*, 35, 52, 1979.
34. В. А. Гаген-Торн, Докт. диссертация, Ленинград, 1986.
35. C. Barbieri, G. Romano, M. Zambon, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 37, 551, 1979.
36. P. D. Usher, B. S. P. Shen, F. W. Wright, H. Spahrsey, C. M. Hanley, *Astrophys. J.*, 158, 535, 1969.
37. Д. Тьюки, Анализ результатов наблюдений, Мир, М., 1981.
38. I. Jurkevich, *Astrophys. and Space Sci.*, 13, 154, 1971.
39. T. J. Deeming, *Astrophys. and Space Sci.*, 36, 137, 1975.
40. A. F. L. Nemes, J. M. Nemes, *Astron. J.*, 90, 2317, 1985.
41. I. Jurkevich, P. D. Usher, B. S. Shen, *Astrophys. and Space Sci.*, 10, 402, 1971.
42. E. T. Belokon', M. K. Babadzhangants, V. M. Lyuty, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 31, 383, 1978.
43. В. М. Лютый, В. А. Окнянский, Письма в *Астрон. ж.*, 7, 657, 1981.
44. T. D. Kinman, E. Lamala, T. Ciurla, E. Harlan, C. A. Wirtanen, *Astrophys. J.*, 152, 357, 1968.

УДК: 524.338.6

О ФУОРООБРАЗНЫХ ИЗМЕНЕНИЯХ БЛЕСКА ЗВЕЗД
АССОЦИАЦИИ ОРИОНА

Э. С. ПАРСАМЯН, К. Г. ГАСПАРЯН

Поступила 20 января 1987

Принята к печати 20 августа 1987

Приводятся результаты наблюдений фуорообразной вспышки объектов Сугано и Шанала в ассоциации Ориона. Построены кривые блеска, определены величины амплитуды вспышки, показатели цвета. Показано, что объект Сугано проявляет себя как орионова переменная и вспыхивающая звезда. Оценка величин δ' и δ показывает, что они того же порядка, что и в случае фуоров. Делается предположение о том, что хотя истечение наблюдается у многих нестационарных звезд, однако в рассмотренном случае происходит интенсификация истечения, возможно при тех же скоростях, вещества образующего оболочку. Определена светимость Р Лебеда до ее вспышки.

1. *Введение.* Среди вспыхивающих звезд ассоциации Ориона наблюдались несколько звезд, у которых зарегистрированы медленные вспышки. Под «медленными» мы здесь понимаем вспышки, в которых продолжительность подъема блеска звезды до максимума превосходит полчаса [1]. По форме кривой блеска медленные вспышки были подразделены на два основных типа: I — медленный подъем и медленное затухание и II — медленный подъем, сравнительно долгое сохранение блеска в максимуме и медленное затухание [2]. Примером медленной вспышки типа I может служить вспышка звезды № 239 [3, 4], возрастание блеска до максимума у которой продолжалось более двух часов, затухание более четырех часов.

Амплитуда вспышки в ультрафиолетовых лучах равнялась 4^m5 . Вспышек типа II известно всего несколько. Самая масштабная среди них — это вспышка звезды В30 177* ассоциации Ориона, имевшая место 27.XII. 1965 г. [5]. Амплитуда ее в ультрафиолетовых лучах $\Delta m_U = 8.4$, причем возрастание блеска продолжалось больше двух часов, стояние в максимуме с незначительными колебаниями блеска около двух часов, а затухание более 17 часов. Эта вспышка самая большая по выделенной энергии. У этой же звезды наблюдались еще две медленные вспышки с плоским миниму-

* В30 — вспыхивающая звезда Ориона, согласно нумерации Аро [1].

мом в течение 45 и 75 минут. Вся вспышка ВЗО 177 напоминала явление фуора в миниатюре, о фуорообразном характере вспышки упоминается в работе [6]. Согласно немногочисленным данным, цвет медленных вспышек краснее цвета быстрых вспышек. Медленная вспышка ВЗО 92 [1, 4], которая наблюдалась спектрально в области линии H_{α} , продолжалась четыре дня. При поисках звезд с H_{α} в эмиссии в области ассоциации Ориона у трех звезд, SU Ori, AU Ori, PC 453, в области линии H_{α} были обнаружены изменения блеска, напоминающие медленные вспышки, вдвое большей продолжительности, чем при обычных вспышках [7, 8]. Вспышкообразные изменения у этих звезд продолжались 7—8 дней. Одна из них, SU Ori, известна как вспыхивающая звезда. Таким образом, у этих звезд были обнаружены фуорообразные изменения в малом масштабе, а характер переменности рассматривался как нечто среднее между медленными вспышками и переменностью типа орионова (или звезд типа Т Тельца). Этим подчеркивалась общность механизма медленных вспышек и переменности звезд типа Т Тельца. Напомним, что, согласно Амбарцумяну [6, 9], различия в характере изменения блеска при медленных вспышках и при колебаниях блеска звезд типа Т Тельца объясняются разной глубиной слоя, где имеет место выделение энергии. Чем глубже слой, тем больше времени необходимо для того, чтобы выделенная энергия достигла внешних слоев.

В последнее время наблюдения позволили обнаружить у некоторых звезд еще более медленные вспышки [10].

2. *Наблюдательные данные.* а. Звезда NSV 2229, открытая Шаналом [11], входит в список Нацвлишвили как А6 17 [12]. Согласно оценкам блеска звезды в минимуме $m_B = 18.4$, $m_{RV} = 17$. На основе наблюдательных данных, полученных в Абастуманской и Бюраканской обсерваториях, построена кривая блеска в фотографических лучах, а также в визуальных лучах, с использованием данных из работ [11—14] (рис. 1). Самая ранняя сценка блеска была 14. IX. 1983 г., когда $m_{RV} \sim 13.5$ [13], после чего уже 15. X. 1983 г. m_{RV} стала равной 13^m [14]. Возможно, что здесь схвачен момент подъема блеска, но уже у самого максимума и потому экстраполяция для определения момента начала вспышки была бы необоснована. Таким образом, амплитуда вспышки по данным за 15. X. 1983 г. в V была порядка 4 звездных величин. По нашим наблюдениям на 40" телескопе Бюраканской обсерватории 19. X. 1983 г. звезда имела следующие показатели цвета и амплитуды вспышки:

| $U - B$ | $B - V$ | V | Δm_U | Δm_B | Δm_V |
|---------|---------|-------|--------------|--------------|--------------|
| -0.84 | 0.99 | 13.80 | 4 | 3.6 | 3.2 |

Показатель цвета $U-V$ этой звезды уже в стадии затухания по данным за 30.IX.1984 г. $> 0^m.6$ (эти и последующие данные также получены в Бюраканской обсерватории), т. е. шло покраснение излучения.

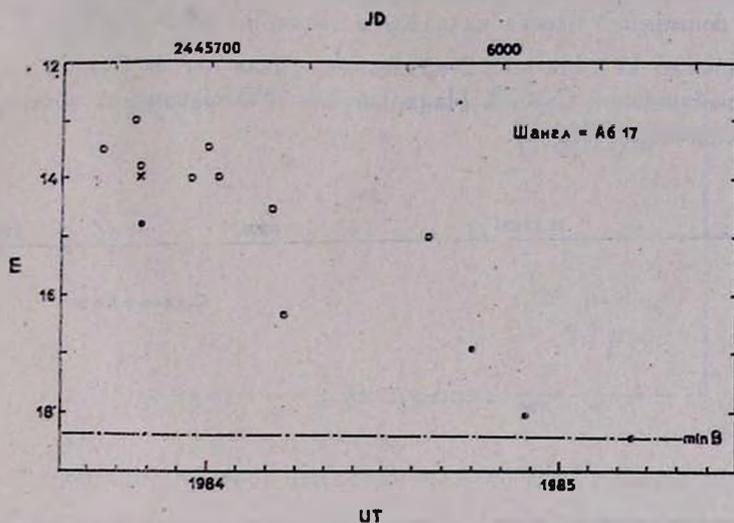


Рис. 1. Кривая блеска объекта Шанал=А6 17 в U -цвете (X), в B -цвете (точки) и в цвете V (кружки).

Согласно приведенной кривой блеска, звезда в максимуме подвергалась некоторому колебанию блеска, о чем можно судить по фотовизуальным величинам. Некоторый разброс в этих лучах определенно вызван разными системами, в которых приводятся визуальные величины. Тем не менее, вместе с кривой блеска в фотографических лучах, становится возможным составить грубое представление о том, как происходили подъем и затухание блеска звезды Шанала. Судя по визуальным наблюдениям, звезда около четырех месяцев находилась в максимуме блеска, после чего началось затухание, и меньше, чем за год достигла своего нормального минимума. Вся вспышка продолжалась ≥ 1.5 года. Вся кривая блеска напоминает вспышку фуора, с той разницей, что здесь произошло быстрое затухание. На нашей пластинке, полученной 17. IX. 1971 г., у звезды $m_{pg} = 17.5$, что почти на звездную величину ярче, чем в минимуме. Возможно, это или вспышка или же переменность, характерная для звезд ассоциации Ориона.

6. Звезда, открытая независимо Сугано [15] и Нацвлишвили [12], начиная с конца 1982 г. претерпела фуорообразные изменения. В минимуме, по данным из работ [12, 16], звезда имеет следующие значения блеска:

| U | B | V | R | I |
|------|------|------|------|-----------|
| 18.5 | 17.8 | 17.2 | — | — [12] |
| 18.5 | 18.6 | 17.5 | 16.4 | 15.2 [16] |

По наблюдениям Сугано на пленках Тгi—X в диапазоне $\lambda\lambda$ 3000—6700 АА повышение блеска началось в сентябре 1982 г. и уже в январе 1983 г. достигло 13^m . На рис. 2 приведена кривая блеска Сугано с использованием наблюдений Сугано, Нацвлишвили и Бюраканской обсерватории (начиная с октября 1983 г.).

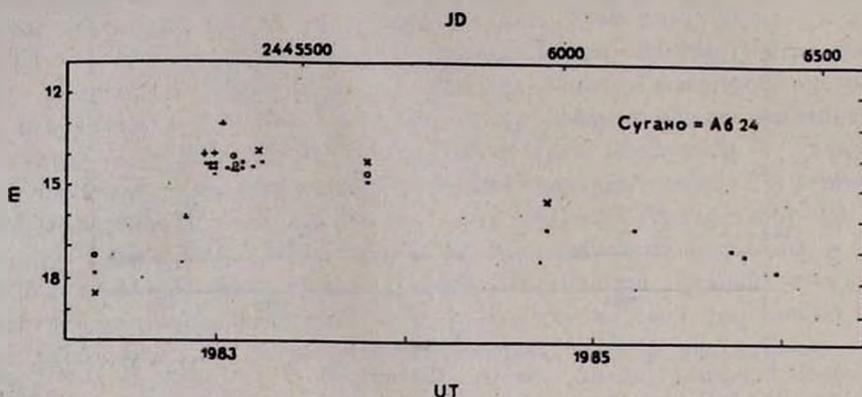


Рис. 2. Кривая блеска объекта Сугано = А6 24, + — в лучах $\lambda\lambda$ 3000—6700 АА (пленка Тгi—X), x — в U-цвете, ● — в B-цвете, ○ — в V-цвете.

Наблюдения Сугано позволяют определить время возгорания блеска звезды до максимума. Согласно кривой блеска (рис. 2) повышение блеска звезды до максимума продолжалось 3.5 месяца. Последующие более чем четыре месяца звезда с колебаниями порядка $0.^m3$ — $0.^m5$ находилась в максимуме блеска. Затухание блеска до нормального минимума продолжалось два года и четыре месяца. В общей сложности вся вспышка продолжалась около трех лет.

За время повышения блеска у звезды наблюдалось посинение излучения. Показатели цвета и амплитуды вспышки по наблюдениям 19. X. 1983 г., когда звезда была еще в максимуме блеска или на первых этапах спада, имели следующие величины:

| $U-B$ | $B-V$ | V | Δm_U | Δm_B | Δm_V |
|-------|-------|------|--------------|--------------|--------------|
| -0.7 | 0.3 | 14.6 | 4.3 | 2.9 | 2.6 |

Изменение показателя цвета $U-B$ со временем приведено на рис. 3. На двухцветной диаграмме $U-B$, $B-V$ (рис. 4) нанесены величины показателей цвета объектов Шанала и Сугано. По данным за 19. X. 1983 г.

звезда Шанала находилась над главной последовательностью. Для сравнения на двухцветную диаграмму нанесены значения показателей цвета звезды типа Т Тельца — DR Тельца, которая также испытывает флуорообразные изменения блеска.

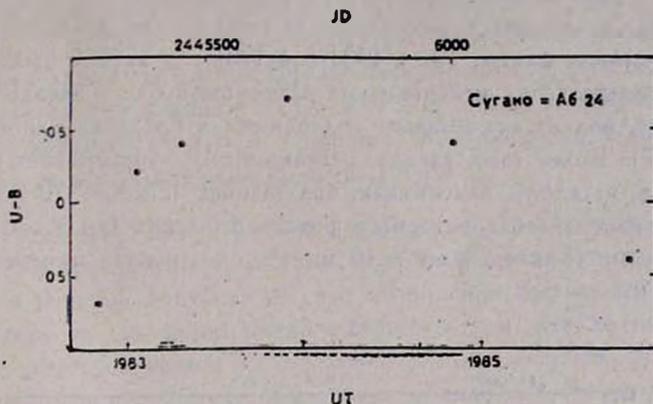


Рис. 3. Изменения показателя цвета $U-B$ объекта Сугано в течение 1982—1985 гг.

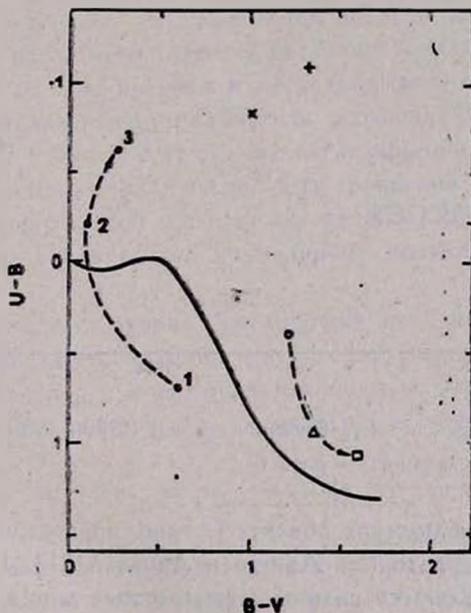


Рис. 4. Двухцветная диаграмма $U-B, B-V$, на которой нанесены флуоры и флуорообразные объекты: ● — объект Сугано: 1 — до вспышки, 2, 3 — во время вспышки в 1982—1983 гг., x — объект Шанала в 1983 г. во время вспышки, + — DR Тельца, o — V 1057 Лебеда в 1971 г., Δ — FU Ori, \square — V 1057 Лебеда и V 1515 Лебеда в 1975—1976 гг.

Расположение этих трех объектов близ максимума на диаграмме $U-B$, $B-V$ говорит о близких по характеру процессах, происшедших с ними. На рис. 5 приводится кривая блеска звезды Сугано до наблюдаемого поярчения по пластинкам, полученным в Бюраканской обсерватории. В минимуме у звезды наблюдаются колебания блеска, что позволяет считать эту звезду орионовой переменной. Об этом же свидетельствуют и другие наблюдательные факты. Так в 1901 г. и 1904 г. у звезды было $B \sim 17.4$ [16], а по свидетельству мексиканских астрономов блеск звезды в течение 1944—1982 гг. подвергался малым колебаниям в пределах одной звездной величины [17]. Более того, звезда, по-видимому, испытывает и быстрые вспышки. Так, на наших пластинках, полученных 12. IX. 1970 г. на 40" телескопе Бюраканской обсерватории в фотографических лучах с 15 минутными экспозициями с интервалом в 10 минут, обнаружено изменение блеска на 0^m.6.

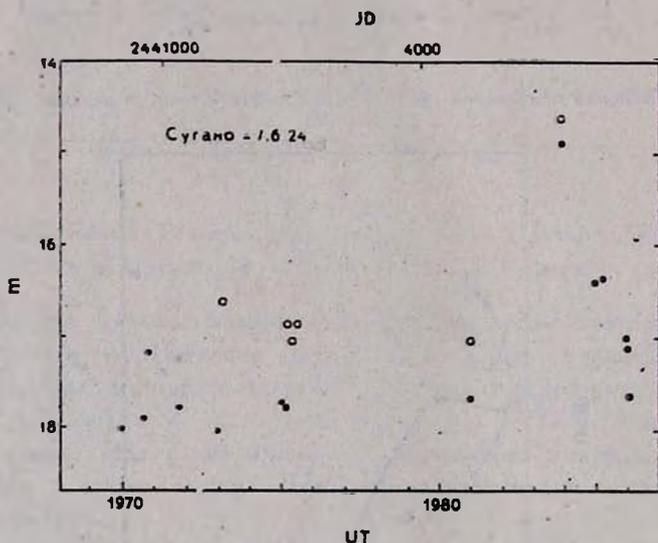


Рис. 5. Кривая блеска объекта Сугано в период 1970—1985 гг. \circ — в V -цвете, \bullet — в фотографических лучах или в B -цвете.

Спектральные наблюдения объекта Сугано, проведенные в период максимума блеска в обсерваториях Азиаго и Ликской [18, 19], показали, что у этой звезды наблюдаются сильные эмиссионные линии $H I$, $Fe II$, $Ca II$, а также менее интенсивные $Fe I$, $[Fe II]$, $Ti II$, $Cr II$. С использованным разрешением (350 $\text{Å}/\text{мм}$) никаких признаков линий поглощения или структуры в линиях $H I$ и $Ca II$ не наблюдалось, кроме возможного обратного профиля Р Лебеда в линиях $H I$. Все наблюдатели приходят к выводу о сходстве наблюдаемого спектра со спектрами типа Т Тельца. Хербиг считает,

что спектр этой звезды не похож на спектр фуоров около максимума, а скорее похож на спектр DR Тельца и VY Тельца в максимуме блеска.

Спектр, полученный на стадии затухания (20—21 марта 1985 г.) мексиканскими астрономами [17], показывает наличие очень сильных эмиссионных H I и Ca II линий и признаки излучения металлических линий. Обнаружены флюоресцентные линии Fe I, излучаемые в области λ 4063—4132 АА. По мнению авторов, в спектре подозревается наличие также эмиссионных линий He I и [Ca II]. В красной части спектра были видны широкие полосы поглощения TiO, что дает основание классифицировать звезду как позднего типа K или раннего M. Временами у звезды в минимуме наблюдалась слабая эмиссия в H₂ [20].

3. *Обсуждение.* Амбарцумяном [6] ранее была предложена рабочая гипотеза относительно механизма подъема блеска фуоров и медленных вспышек, в которой допускалось, что повышение светимости фуоров можно объяснить на основании предположения о том, что до подъема блеска в области, непосредственно окружающей звезду, имеются источники энергии, большая часть которой выделяется в виде энергии корпускулярного излучения. Благодаря появлению оболочки большого радиуса, происходит конверсия энергии корпускул в достигающее нас видимое излучение. При медленных же вспышках [9] выделение энергии происходит в подфотосферных слоях, после чего также происходит термализация энергии и потому дошедшая до нас энергия в несколько десятков и даже сотен раз больше, чем эквивалентная им быстрая вспышка. Так, энергия вспышки звезды ВЗО 177 ($\Delta m_V = 8.4$) эквивалентна нормальному излучению звезды в течение примерно 4000 часов. Для сравнения отметим, что энергия, выделившаяся при быстрой вспышке звезды ВЗО 205 в скоплении Плеяды, $\Delta m_V = 5.2$, была эквивалентна нормальному излучению звезды в течение 51 часа.

В своей работе о фуорах Амбарцумян ввел понятие калориметрической системы звездных величин, характеризующих всю испускаемую за единицу времени энергию, включая как полную мощность электромагнитного излучения, так и кинетическую энергию всех испускаемых корпускул:

$$m_{kal} = m_{bol} - 2.5 \lg \frac{L_k + L}{L}, \quad (1)$$

где L — светимость в электромагнитных волнах, а L_k — полная кинетическая энергия, уносимая в единицу времени испускаемыми частицами. Гипотеза Амбарцумяна выражается уравнением:

$$m_{kal} = m_{bol}, \quad (2)$$

где m_{kal} — звездная величина до подъема, а m_{bol}^* — после подъема

блеска. Соответственно калориметрическая поправка для фуора до подъема блеска будет:

$$\delta' = m'_{\text{kal}} - m'_{\text{pg}} = (m^*_{\text{bol}} - m^*_{\text{pg}}) + (m^*_{\text{pg}} - m'_{\text{pg}}), \quad (3)$$

где первый член представляет болометрическую поправку к фотографической величине после вспышки, а второй — амплитуду вспышки. Нетепловая калориметрическая поправка для префуора — δ будет:

$$\delta = m'^{\text{nt}}_{\text{kal}} - m'^{\text{nt}}_{\text{pg}} = (m^*_{\text{bol}} - m^*_{\text{pg}}) + (m^*_{\text{pg}} - m'^{\text{nt}}_{\text{pg}}), \quad (4)$$

где $m'^{\text{nt}}_{\text{pg}}$ — нетепловое слагаемое префуора в фотографических лучах.

Согласно Амбарцумяну, при равных количествах выделенной энергии болометрическая величина медленной вспышки соответствует калориметрической величине быстрой вспышки. Сравнение калориметрической поправки быстрой вспышки $\delta = -6.7$ со значением δ для нетеплового излучения префуора показывает, что коэффициент конверсии в фотографических лучах в обоих случаях имеет один и тот же порядок величины. Покажем, что величина δ для объектов Шанала и Сугано имеет тот же порядок. Вычислим величины δ' и δ для объектов Шанала и Сугано. Так как у объекта Сугано до вспышки иногда наблюдается слабая эмиссия в линии H_α , то, следуя Амбарцумяну [6], здесь также можно принять, что величина нетеплового слагаемого $m'^{\text{nt}}_{\text{pg}}$ составляет не более 15% от m'_{pg} . Подобным образом была определена величина $m'^{\text{nt}}_{\text{pg}}$ и для объекта Шанала.

1. Объект Шанала:

$$m'_{\text{pg}} = 18.4, \quad m^*_{\text{pg}} = 15.4, \quad \delta' = -3.4, \quad \delta = -5.0.$$

2. Объект Сугано:

$$m'_{\text{pg}} = 17.8, \quad m^*_{\text{pg}} = 14.3, \quad \delta' = -3.9, \quad \delta = -5.8.$$

Отсюда можно сделать вывод о том, что до подъема блеска у объекта Шанала коэффициент конверсии освобождаемой энергии в фотографических лучах по меньшей мере в 100 раз, а у объекта Сугано в 200 раз меньше, чем при нормальном излучении звезд типа F, где он максимален.

Данные, появившиеся за последние годы, показывают, что у всех фуорообразных звезд, а также и у фуоров наблюдаются нестационарные оболочки, звездные ветры, истечение типа Р Лебедя.

Истечение вещества постоянно наблюдается у многих нестационарных звезд, но в некоторых случаях происходит интенсификация истечения, т. е. при тех же, может быть, скоростях увеличивается мощность потока материи. Это явление приводит к образованию квазистационарной оболочки, которая затем со временем рассеивается.

Обратимся к некоторым наблюдательным фактам относительно фуора V 1057 Лебеда [21]. У этого фуора сдвиг абсорбционного компонента типа Р Лебеда линии H_{α} уменьшился с -560 км/с в 1971 г. до -220 км/с в 1975 г. В течение двух лет после максимума у звезды были три хорошо определенные расширяющиеся оболочки: низковозбужденная, со скоростью -105 км/с (только в $Na I$ и $Ca II$), средней возбужденности, со скоростью расширения около -210 км/с, заметная по линиям $H I$, $Na I$ и $Ca II$, и высоковозбужденная, со скоростью расширения около -310 км/с, сильно заметная в $H I$, слабо в $Ca II$ и совсем незаметная в $Na I$.

Если оболочки были выброшены с самого начала возгорания, тогда вещество должно было успеть распространиться на расстояние 100—330 а. е. от звезды. Не лишне отметить, что, согласно Жербигу, в звездах типа Т Тельца наблюдается смещение одного из компонентов до -300 км/с. В спектре V 1057 Лебеда были косвенные данные о такой структуре балмеровских линий в минимуме блеска. Изменения абсорбционных компонентов типа Р Лебеда у линии H_{α} , скорее всего, говорят о вспышечной активности. Таким образом, оболочки у фуоров, хотя и изменяют свои параметры, однако могут сохранять постоянную плотность, вследствие чего наблюдается постфуорная фаза длительностью до нескольких сот лет.

В отличие от типичных фуоров, у фуорообразных звезд Шанала и Сугано квазистационарность оболочки, ее существование длится гораздо меньше, всего несколько лет. Очевидно, что одной из причин может быть отличие светимости этих звезд от светимости префуоров. Кроме того, разные масштабы вспышек, по-видимому, вызваны в некоторой степени различием в физических параметрах выброшенных оболочек. Так, в максимуме блеска спектр фуорообразных объектов похож на спектр звезд типа Т Тельца, а у фуоров на спектр сверхгигантов.

Из сравнения кривых блеска объектов Шанала, Сугано с кривой блеска VY Тельца становится очевидным, что время от времени VY Тельца претерпевает вспышки такого же типа, что и вышеназванные звезды. Однако у VY Тельца, в отличие от объектов Шанала и Сугано, частота повышения блеска большая. Так, за 1960—1970 гг. произошло 8 вспышек, в то время как в течение 1930—1940 гг. звезда была спокойной. Если сопоставить кривые блеска медленных вспышек II типа, DR Тельца, VY Тельца, объектов Шанала и Сугано, то становится очевидным, что в разных масштабах наблюдается одна и та же картина: возгорание или подъем блеска звезды до максимального, сохранение максимального блеска, а затем медленное затухание до прежнего минимального значения. В отличие от этих объектов у классических фуоров затухание происходит гораздо медленнее, за время более одной сотни лет. Так, если принять, что FU Ориона будет уменьшать блеск на $0.^m2$ за каждые 15 лет, то процесс затухания продлится около 400 лет.

Таким образом, тонкий подфотосферный слой у медленных вспышек II типа играет роль образовавшихся оболочек около звезд Шанала и Сугано, так же, как и более плотные, устойчивые оболочки в случае фуоров. Этим, возможно, и объясняется отличие показателей цвета у фуорообразных звезд и фуоров.

В свете гипотезы Амбарцумяна [6] становится понятным, почему спектр фуорообразных объектов в максимуме блеска мало отличается от спектра звезд типа Г Тельца, где коэффициент конверсии гораздо меньше, чем в случае фуоров.

Проведем некоторое сравнение фуоров и фуорообразных объектов, для чего приводится сводная табл. 1 из работы [21] с дополнением.

Таблица 1

| Объект | Время возгорания (дни) | Расстояние (пк) | M_{pg} (max) | M_{pg} (min) | Δm_{pg} |
|------------|------------------------------|--------------------|-------------------|-------------------|-----------------|
| FU Ori | >120 <380 | 500 | -2.1 | 4.1 var | 6.2 |
| V 1057 Cyg | 390 | 600 | -2.4 | 3.1 var | 5.5 |
| V 1515 Cyg | >4000 <10000 | 600 | <-0.6 | 3.3 | >3.9 |
| P Cyg | | 600 | -5.5 | (0.32) | ~6 |
| DR Tau | >7300 | 150 | 4.1 | 9.1 | 3.5-5 |
| VY Tau | >150 | 150 | 3.1 | 7.1 | 4.0 |
| Шанал | 100 | 500 | 6.8 | 9.9* | 3.1 |
| Сугано | 100 | 500 | 5.8 | 9.3* | 3.5 |

* Не исправлено за межзвездное поглощение.

Из приведенной таблицы видно, что между абсолютными величинами фуоров и фуорообразных звезд в минимуме блеска есть систематическое различие, составляющее около пяти звездных величин.

Используя фотометрические данные для фуоров и фуорообразно вспыхивающих звезд можно найти зависимость между абсолютной фотографической величиной в максимуме вспышки — M_{max} и абсолютной фотографической величиной в минимуме блеска, она имеет вид:

$$M_{max} = 1.2 M_{min} - 5.9. \quad (5)$$

Конечно, эта формула является первым, самым грубым приближением.

Полученная зависимость может дать информацию о светимости звезды в минимуме, если об этом нет сведений. Определим абсолютную фотографическую величину Р Лебеда до ее вспышки. Согласно Амбарцумяну

[6], звезда Р Лебеда была фуором и теперь находится в постфуорной стадии. В 1600 г. ее визуальная величина была около 3^m , в настоящее время $V = 4.8$, $B - V = 0.41$. Значение $m_V \sim 3$ будем считать ее максимальной величиной, для фотографического значения примем 3^m4 , считая, что ее показатель цвета, как у известных фуоров, очень медленно меняется. При расстоянии 600 пк, $M_{\text{пик}}$ будет равен -5^m5 . Из соотношения (5) можно определить $M_{\text{мин}}$, которое получается равным 0^m32 , откуда амплитуда вспышки $\Delta m_{pg} = 5.8$. Таким образом, до вспышки $m_{pg} \approx 9.2$ и звезда не наблюдалась.

Абсолютная величина звезды Р Лебеда в максимуме вспышки более чем на 3 звездные величины превышала абсолютную величину фуоров FU Орнона и V 1057 Лебеда, будучи на столько же ярче в минимуме. Однако амплитуда вспышки (или подъема блеска) того же порядка, что и у первых двух фуоров.

Полученная зависимость (5) говорит о том, что яркость выброшенной оболочки, которой обусловлена светимость в максимуме блеска, зависит от светимости звезды в минимуме, когда у звезды уже существовали постоянные дополнительные источники энергии, согласно модели Амбарцумяна.

4. *Выводы.* Колориметрические и спектральные наблюдения звезд Сугано, Шанаала, DR Тельца, VY Тельца показали, что время от времени эти звезды претерпевают фуорообразные вспышки, при этом у них до вспышки наблюдается спектр звезд типа Т Тельца. Здесь, как и в случае фуоров, процесс происходит со звездами типа Т Тельца. В зависимости от степени интенсификации и продолжительности истечения вещества, образующего оболочку, может наблюдаться явление фуоров или фуорообразных вспышек (субфуоров). Основным отличием этих вспышек от вспышек фуоров является их меньшая продолжительность.

Звезды типа Т Тельца, будучи молодыми объектами, проходят через разные стадии эволюции. Некоторые из них нам известны, это стадия вспыхивающих звезд, кометарных туманностей и родственных объектов, фуоров. К ним прибавилась стадия фуорообразной вспышки (субфуоров). Пока не все ясно, почему звезды типа Т Тельца проходят через ту или иную стадию. Вызваны ли эти различия в состояниях звезд в фазе минимума или же мы имеем дело с разными эволюционными путями?

Возможно, что это связано с дисперсией масс, которая вызывает различие в эволюции звезд. Однако все последующие стадии в той или иной степени связаны с нетепловыми процессами, происходящими в звездах типа Т Тельца.

Авторы приносят благодарность академику В. А. Амбарцумяну за полезные замечания, а также коллегам Г. Абрамьяну, Г. Брутяну и О. Чапушяну, оказавшим помощь в получении наблюдательного материала.

Дополнение. После написания статьи авторами и Г. Б. Оганян обнаружено новое повышение блеска звезды Сугано на три звездные величины в фотографических лучах.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON FUORLIKE VARIATION OF THE ORION ASSOCIATION STARS

E. S. PARSAMIAN, K. G. GASPARIAN

The results of observations of fourlike Sugano and Chanal objects in Orion association are given. The light curve, amplitude of flare and colour index are determined. It has been shown that the Sugano object is both Orion variable and a flare star. The values of δ' and δ are of the same order as in the case of fuors. An assumption about the intensification of outflow of matter with same velocities in those objects is made. The luminosity of P Cyg before the flare is determined.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Haro, Stars and Stellar Systems, eds. B. M. Middlehurst, L. H. Aller, Chicago, 7, 141, 1968.
2. Э. С. Парсамян, *Астрофизика*, 16, 231, 1980.
3. G. Haro, E. Chavira, Vol. Observ. Tonantzintla, 32, 59, 1959.
4. Э. С. Парсамян, *Астрофизика*, 16, 87, 1980.
5. G. Haro, E. S. Parsamian, Vol. Observ. Tonantzintla, 31, 45, 1969.
6. В. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 7, 557, 1971.
7. Elma S. Parsamian, E. Chavira, Vol. Observ. Tonantzintla, 3, 69, 1982.
8. Э. С. Парсамян, Докторская диссертация, Ереван, 1982.
9. В. А. Амбарцумян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 13, 3, 1954.
10. Э. С. Парсамян, Г. А. Погосян, в сб. «Вспыхивающие звезды и родственные объекты» (Тр. симпозиума, Бюракан, 1984, Ереван, 1986, стр. 130).
11. B. G. Marsden, Cir. IAU, No. 3924, 1984.
12. R. Sh. Natsvltshvili, IBVS, 2565, 1984.
13. Sky and Telesc., 68, 443, 1984.
14. Sky and Telesc., 68, 89, 1984.
15. B. G. Marsden, Cir. IAU, No. 37, 3, 1983.
16. B. G. Marsden, Cir. IAU, No. 3809, 1983.
17. E. Chavira, M. Peimbert, G. Haro, IBVS, 2746, 1985.
18. B. G. Marsden, Cir. IAU, No. 3771, 1983.
19. B. G. Marsden, Cir. IAU, No. 3778, 1983.
20. Г. Аро (частное сообщение), 1986.
21. G. H. Herbig, *Astrophys. J.*, 217, 693, 1971.

УДК: 524.338.2

ПОПУЛЯРНАЯ АЕ-ЗВЕЗДА ХЕРБИГА АВ AUR. I. ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В ОБЛАСТИ 0.37—0.88 МКМ

В. С. ШЕВЧЕНКО

Поступила 10 июня 1987

Принята к печати 20 августа 1987

Исследован характер переменности профилей, эквивалентных ширины (EW_i) и относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектре АВ Aur по сканерным фотоэлектрическим наблюдениям. В течение 20-дневного периода наблюдений $EW_{\lambda H\alpha}$ менялись от 23.20 до 35.35 Å. Среднее значение $EW_{\lambda H\alpha} = 27.25$ Å, среднесуточное изменение 3.60 ± 0.07 Å. Наименьшее время переменности — 1^ч. Хромосферные линии и-к триплета Ca II, K Ca II, эмиссионные линии H γ — H 13, P12—P20, OI 8446.5 Å и др. были исследованы по спектрам, полученным фотографическим методом или с помощью ЭОП. Интенсивность этих линий изменяется в 2—4 раза за время от 1 часа до нескольких лет. Характер переменности эмиссионных линий АВ Aur дает основание заключить, что «глубокая хромосфера» не является центральносимметричным или осесимметричным образованием, а представляет собой конгломерат из газовых конденсаций различной плотности и скорости.

1. *Введение.* Эмиссионная переменная АВ Aur является одной из самых популярных Ae/Be звезд Хербига [1]: наблюдениям ее спектра и блеска посвящено наибольшее количество работ. На эмиссионный спектр АВ Aur впервые обратили внимание Мэррил и Баруэл [2]. Обзор ранних исследований содержится в работах Хербига [1], Стрёма и др. [3]. Следует отметить также одно из первых исследований спектра АВ Aur, проведенное Барташ [4].

Во всех комплексных программах, посвященных Ae/Be звездам Хербига, переменной АВ Aur уделено значительное место ([5—7] и др.). Особенно много новой наблюдательной информации содержится в тех работах, где АВ Aur исследуется по специальным программам [8—11]. В работах Прадери и др. [8, 9], помимо анализа контуров линий в оптической области спектра, приводится описание контуров резонансных линий Mg II и k в области 0.28 мкм, полученных на спутнике IUE. Отмечается существование «глубокой» хромосферы и звездного ветра.

Многие авторы на основе параметров эмиссионных линий рассчитывали модели «горячей» оболочки АВ Ауг (например, [7]). Поток в и-к области спектра свидетельствует также о наличии протяжений «холодной» оболочки [12]. Вместе с тем известный механизм возникновения звездного ветра [13] мало применим для АВ Ауг. На связь звезд типа Р Суг и фуоров, которым АВ Ауг родственна, указал В. А. Амбарцумян [14].

Линии бальмеровской и пашеновской серий водорода в спектре АВ Ауг часто имеют профиль типа Р Суг. Линия H_{α} доминирует среди эмиссионных линий в спектре АВ Ауг; в среднем ее эквивалентная ширина $\overline{EW}_{\lambda H_{\alpha}} = 27 \text{ \AA}$, а полуширина $\overline{FWHM} = 250 \text{ км/с}$ [6]. Погодин [7] отмечает быструю (\sim часы—дни) спектральную переменность эмиссионных линий. Прадери и др. [8] указывают на изменения контуров линий и поля скоростей с характерными временами менее суток, в [11] указано, что наименьший масштаб переменности — менее 2-х часов. Характер переменности эмиссионных линий весьма критичен к моделям оболочек, хромосферы и звездного ветра.

Настоящая работа посвящена исследованию переменности эмиссионных линий в спектре АВ Ауг. Другие параметры системы мы предполагаем обсудить позднее.

2. *Наблюдения.* Спектры АВ Ауг были получены на 60-см телескопе Цейсса на горе Майданак, в Высокогорной обсерватории АИ АН Узб.ССР в рамках комплексной программы исследования Ае/Ве звезд Хербига; АВ Ауг является одной из основных звезд программы. Предварительное сообщение о наблюдениях АВ Ауг опубликовано в [15].

При наблюдениях эмиссионной линии H_{α} фотографическим методом, основная трудность состоит в том, что уровень лика эмиссионной линии отличается от уровня непрерывного спектра в 4—7 раз; ошибка при определении $\overline{EW}_{\lambda H_{\alpha}}$ возникает при переполнении полученных почернений в интенсивности. Важным параметром являются крайние значения лучевых скоростей в крыльях эмиссионной линии. Фотографический метод, который в случайном отношении дает ошибку на уровне непрерывного спектра порядка 4%, в систематической части может содержать ошибку до 10%, что ограничивает его применимость для этой цели.

Для исследования быстрой переменности эквивалентных ширин, усредненных профилей и интенсивностей бальмеровских линий H_{α} , H_{β} , H_{γ} мы использовали фотоэлектрический метод. Наблюдения в 1982 г. и 1983 г. велись на спектрометре ГАО АН УССР, собранном по схеме Сейя-Намиока [16], звездой сравнения служила звезда 41 Аг1, являющаяся спектрометрическим стандартом. Линии H_{α} , H_{β} и H_{γ} 41 Аг1 (В9V) записывались каждый сеанс соответствующих измерений линий АВ Ауг. Использо-

зовалась круглая диафрагма диаметром 6", ширина выходной щели — около 3 А, шаг — 2 А, разрешение — 2 А. При времени накопления в единичном измерении (2 А) — 20^с, $\sigma = 3\%$. В каждом сеансе линия сканировалась в прямом и обратном направлениях. Усреднение уменьшает ошибку измерения непрерывного спектра до 2%. Метод дает наилучшую точность при измерении $E W_{\lambda}$ и абсолютных потоков в линии (не хуже 2%). Для определения абсолютных значений лучевых скоростей метод неудобен из-за наличия небольшого люфта у привода решетки, однако поле скоростей можно изучать относительно пика эмиссионной линии. Информация о числе импульсов выводилась на цифропечатающее устройство. Для анализа профиля линии регистрировался в каждом случае участок спектра протяженностью 76 А.

Для изучения эмиссионных линий в фотографической области спектра применялся спектрограф UAGS с камерой Шмидта 175 мм, решеткой 1300 мм⁻¹ и дисперсией 44 А/мм.

Для съемки линии H_{α} , кроме того применялась камера Кассегрена—Шмидта 150 мм и фотоконтактный ЭОП с волоконными шайбами типа «ВЯЗ». Для исследования области спектра 8000—9000 А, в которой наблюдается и-к триплет Ca II, линия $OI-8446.5$ А, линии серии Пашена ($P_{11}-P_{20}$), применялся кислородно-серебряно-цезиевый ЭОП ФКТ-1А с фотоконтактным прижимом [17] в комбинации с камерой Кассегрена—Шмидта 150 мм. Дисперсия в этих случаях составляла около 100 А/мм. Разрешение с ЭОП «ВЯЗ» — около 2 А, с ЭОП ФКТ-1А — 3 А.

Обработка части спектрограмм, полученных фотографическим способом, проведена на микрофотометре интенсивностей «Малыш» в КрАО АН СССР [18] с выводом результатов на графопостроитель. Спектры, полученные с ЭОП в области 5800—6800 А и 8000—9000 А, записаны в почернениях на микрофотометре G2 и переведены в интенсивности лишь в районе эмиссионных линий.

1.3. *Результаты наблюдений.* Данные о переменности эмиссионных линий H_{α} , H_{β} и H_{γ} частично приведены в табл. 1, куда включены все данные по фотоэлектрическим измерениям 1982 г., а также некоторые результаты оценок $E W_{\lambda} H_{\alpha}$ и $E W_{\lambda} H_{\beta}$, полученные в 1983 г. из сканерных определений РЭС, и несколько оценок параметров линии H_{α} , полученные с ЭОП и фотографическим методом.

Все результаты приведены в инструментальной системе; для сканерных измерений инструментальный контур не вычитался. В связи с этим уровни интенсивностей пика эмиссионных линий и уровень интенсивности абсорбции $R_{\text{Суг}}$ (отсчитываемый от уровня фона), измеренные в единицах уровня непрерывного спектра (за крыльями абсорбционных линий), содержат систематическую ошибку до 5%.

Таблица 1

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ
БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ АВ Aur ПО СКАНЕРНЫМ
И СПЕКТРАЛЬНЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ

| Дата | JD 244.... | Метод, разре- шение | H α | | | H β | | H γ | |
|----------|---------------|---------------------------|----------------|------------------|----------------------------|----------------|-----------------|----------------|------------------|
| | | | EW_{λ} | I_{α}/I_c | $I_{P\ C_{\text{УЗ}}}/I_c$ | EW_{λ} | I_{β}/I_c | EW_{λ} | I_{γ}/I_c |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
| 18.10.79 | 4165. | ЭОП, 3А | 20. | 5.5 | | | | | |
| 21.10.79 | 4168. | " | 22. | 5.5: | | | | | |
| 5.10.81 | 4883. | Фг. 1А | — | — | — | 3.42 | 1.4 | 0.75 | 0.23 |
| 16.10.81 | 4894: | " | — | — | — | 1.05 | 0.65 | 0.28 | 0.17 |
| 2.11.81 | 4911. | " | — | — | — | 2.96 | 1.0 | 0.32 | 0.14 |
| 22.08.82 | 5204.40 | Ск, 2А | 23.20 | 3.2 | 0.70 | — | — | — | — |
| " | .42 | " | 32.70 | 5.5 | 0.70 | — | — | — | — |
| " | .44 | " | 35.30 | 6.2 | 0.70 | — | — | — | — |
| " | .45 | " | 35.35 | 6.2 | 0.70 | — | — | — | — |
| 23.08.82 | 5205.39 | " | 31.77 | 6.3 | 0.72 | 3.04 | 0.8 | 0.83 | 0.15 |
| 27.08.82 | 5209.40** | " | 23.73 | 5.7 | 0.75 | — | — | — | — |
| 28.08.82 | 5210.37 | " | 23.98 | 5.3 | 0.80 | 2.15 | 0.52 | 0.68 | 0.18 |
| 29.08.82 | 5211.38 | " | 24.30 | 5.3 | "*** | — | — | — | — |
| 31.08.82 | 5213.42 | " | — | — | — | 2.14 | 0.12 | — | — |
| 01.09.82 | 5214.30** | " | 25.35 | 6.3 | " | — | — | — | — |
| 04.09.82 | 5217.32** | " | 23.06 | 5.3 | " | — | — | — | — |
| 05.09.82 | 5218.37 | " | — | — | — | — | — | 0.64 | 0.22 |
| 06.09.82 | 5219.39** | " | 25.00 | 5.6 | " | — | — | — | — |
| 07.09.82 | 5220.34 | " | 27.70 | 6.3 | 0.89 | 4.22 | 0.7 | 0.49 | 0.13 |
| 08.09.82 | 5221.31** | " | 28.35 | 5.8 | 0.85 | — | — | — | — |
| 09.09.82 | 5222.40 | " | 28.15 | 5.7 | " | 1.87 | 0.45 | 0.44 | 0.11 |
| 10.09.82 | 5223.38** | " | 21.95 | 5.2 | " | — | — | — | — |
| 11.09.82 | 5224.38** | " | 23.55 | 4.6 | " | 3.03 | 0.62 | 0.48 | 0.12 |
| 12.09.82 | 5225.37** | " | 28.96 | 5.6 | 1: | — | — | — | — |
| 16.08.83 | 5563.45 | Ск, 34А | 30.5 | — | — | 2.8 | — | — | — |
| 20.08.83 | 5567.47 | " | 25.7 | — | — | 2.1 | — | — | — |
| 28.08.83 | 5575.42 | " | 27.2 | — | — | 3.6 | — | — | — |
| 10.09.83 | 5588.39 | " | 24.6 | — | — | 2.3 | — | — | — |
| 5.10.83 | 5613.32 | ЭОП 2А | 27.2 | 5.3 | 0.85 | — | — | — | — |
| 6.10.83 | 5614.35 | Фг 1А | — | — | — | 2.72 | 0.8 | 0.45 | 0.17 |
| 7.10.83 | 5615.27 | " | — | — | — | 1.75 | 0.62 | 0.4 | 0.15 |
| 8.10.83 | 5616.32 | " | — | — | — | 2.10 | 0.7 | 0.65 | 0.18 |
| 10.11.83 | 5649. | ЭОП 2А | 23.5 | 4.8 | 0.82 | — | — | — | — |
| 11.11.83 | 5650. | " | 27. | 8.5 | 0.9 | — | — | — | — |

Таблица 1 (окончание)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|----------|-------|--------|------|----|------|---|---|---|----|
| 17.11.83 | 5656. | ЭОП 2А | 24 | 5. | 0.95 | — | — | — | — |
| 19.11.83 | 5658. | „ | 27.5 | 5 | 0.9 | — | — | — | — |
| 5.12.83 | 5674. | „ | 28. | 5 | 0.9 | — | — | — | — |

* Фг — фотографическая регистрация, СК — сканерные наблюдения, ЭОП — наблюдения с ЭОП.

** Усреднено несколько измерений!

*** Абсорбция типа P Cyg не наблюдается (").

Значения эквивалентных ширин и интенсивностей линии H_{α} в части случаев (отмечены в табл. 1 звездочкой) — результат усреднения двух или нескольких сеансов, проведенных со средним интервалом 1 час. Во всех случаях, кроме одного, параметры линии H_{α} , полученные в двух соседних сеансах, совпали с точностью до 3%. 22.08.82 г. было проведено 5 сеансов сканирования, причем первые два профиля H_{α} существенно отличались от трех последующих (см. табл. 1, последние 2 сеанса усреднены). Все профили линий H_{α} 22.08.82 г. подобны, а характеристики P Cyg и профили крыльев линии совпадают с большой точностью. Эти расхождения до настоящего времени мы не смогли отнести за счет инструментальных ошибок (хотя и сейчас не исключаем такую возможность). Профили H_{α} контрольной звезды во всех сеансах остались неизменными.

На рис. 1 приведено несколько примеров фотоэлектрического сканирования линий H_{α} , H_{β} у AB Aur в 1982 г. Заметны большие различия в интенсивностях, ширинах и характеристиках P Cyg, которые сильно менялись и наблюдались примерно лишь в половине случаев. Характерное время изменений ширин, интенсивностей и формы профиля 1—3 суток. Несколько измерений в соседние даты определенно свидетельствуют о существенных изменениях в течение нескольких часов (даже не принимая во внимание случай 22.08.82 г.).

Среднее значение за период наблюдений 1982 г. $\overline{EW_{\lambda}H_{\alpha}} = 27.25 \pm 3.60$ ($\sigma = \pm 0.07$) Å, $I_{H_{\alpha}}/I_c = 5.53 \pm 0.52$ ($\sigma = \pm 0.1$), где σ относится к одному измерению. В среднем, $\overline{EW_{\lambda}H_{\beta}}$, $\overline{EW_{\lambda}H_{\gamma}}$, а также их относительные интенсивности уменьшаются с уменьшением $\overline{EW_{\lambda}H_{\alpha}}$ и ее интенсивности, однако в отдельных случаях существуют большие отклонения от этого правила.

На рис. 2 сравниваются контуры крыльев линии H_{α} , полученные в разные даты. Контур абсорбционной линии H_{α} звезды A IV полностью вычтен, и на рис. 2 приведен «чистый» эмиссионный профиль. На рис. 1, 2 и табл. 1 видно, что профиль типа P Cyg меняется на симметричный про-

филь без признаков Р Суг. 29. 08. 1982 г. наблюдалась картина профиля «обратного Р Суг», которая по-видимому, обусловлена резким уменьшением крайних скоростей с положительным смещением и соответствующим «обнажением» абсорбционного профиля.

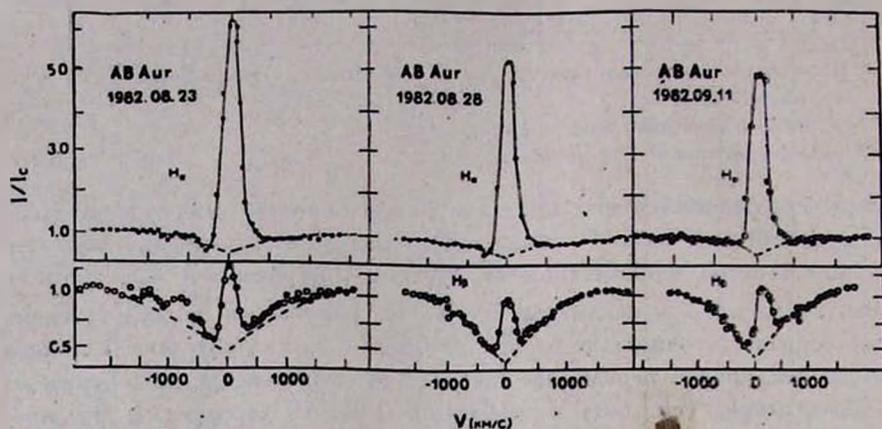


Рис. 1. Примеры сканирования водородных линий H_α и H_β в августе—сентябре 1982 г. Видны изменения формы профиля и интенсивности эмиссионных линий. Контуры линии H_γ опущен, т. к. в масштабе рисунка изменения эмиссионного пика незаметны.

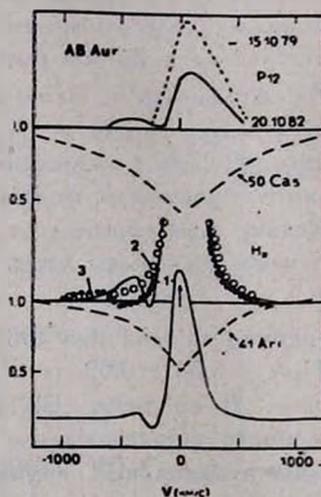


Рис. 2. Сравнение «чистых» эмиссионных профилей линий P_{12} и H_α (1—22.08, 2—10.09, 3—28.08); за вычетом абсорбционных профилей по стандартным звездам (штриховые линии.).

а) *Поле скоростей.* Лучевые скорости относительно пика эмиссионной линии H_α приведены в табл. 2. Заметно изменение положения максимума

второго (Р Cуг) пика эмиссии, минимума абсорбции Р Cуг, а также крыльев линии. Полуширина $FWHM$ и полная ширина на уровне непрерывного спектра $FWZI$ меняются незначительно.

Таблица 2

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ ОТНОСИТЕЛЬНО ПИКА ЭМИССИОННОЙ ЛИНИИ
H₂ ПО СКАНЕРНЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ. (КМ/С)

| Дата | $V_{\max B}$ | Деталь Р Cуг | | | Пик H ₂ | | $V_{\max R}$ |
|------------|--------------|--------------|----------|------------------|--------------------|--------|--------------|
| | | $V_{(em)}$ | $FWZI_c$ | $V_{(min. abs)}$ | $FWZI$ | $FWHM$ | |
| 22.08.1982 | -580 | -410 | 130 | -250 | 510 | 260 | +520 |
| 23.08.1982 | -720 | -410 | 160 | -260 | 520 | 250 | +550 |
| 27.08.1982 | -500 | -400 | — | -250 | 480 | 230 | +560 |
| 28.08.1982 | -510 | -380 | 180 | -240 | 490 | 220 | +580 |
| 29.08.1982 | -360 | — | — | +410 | 490 | 220 | +660 |
| 01.09.1982 | -500 | — | — | — | 550 | 210 | +620 |
| 04.09.1982 | -570 | — | — | — | 520 | 210 | +600 |
| 06.09.1982 | -480 | -330 | — | -230 | 490 | 250 | +520 |
| 07.09.1982 | -650 | -430 | 220 | -310 | 430 | 220 | +620 |
| 08.09.1982 | -680 | -550 | 340 | -350 | 510 | 250 | +630 |
| 09.09.1982 | -390 | — | — | — | 530 | 240 | +430 |
| 10.09.1982 | -390 | — | — | — | 510 | 240 | +450 |
| 11.09.1982 | -250 | — | — | — | 580 | 280 | +400 |
| 12.09.1982 | -370 | — | — | -270? | 500 | 230 | +400 |

Примечание. Знак «—» обозначает отсутствие детали контура, по которой оценивается V .

Прадери и др. [8] по наблюдениям с высоким разрешением (95 $m\text{A}$) установили, что гелиоцентрические лучевые скорости по максимумам абсорбционных линий бальмеровской серии ежедневно меняются с амплитудой до 40 км/с. Кроме того, в октябре 1980 г. в линиях бальмеровской серии от H₂ до H₁₄ эмиссионный компонент отсутствовал. Такие явления, как и переменность лучевых скоростей, отмечались и ранее [19, 20], причем отмечалось, что их характерное время — менее суток.

Практически отсутствуют эмиссионные компоненты в бальмеровских линиях 05. 02. 1981 (рис. 3) и 10. 10. 1983 г.

Процедура определения крайних скоростей в крыльях линий H₂ — H₇ по профилям из фотоэлектрических наблюдений, описанная выше, позволяет установить, что эти величины также подвержены существенным колебаниям. В табл. 2 для «синего» крыла эмиссионного компонента ($V_{\max B}$) эти значения меняются от — 360 до 720 км/с, а для «красного»

крыла ($V_{\max} R$) — от + 400 до + 660 км/с, при значении интенсивности 5% от уровня непрерывного спектра.

б) Эмиссионные компоненты бальмеровских линий. Эмиссионные компоненты H_{β} — H_{10} также подвержены существенным изменениям. На рис. 3 приведено несколько примеров больших отличий контуров линий H_{β} — H_{10} по результатам Майданакской программы. Контуров этих линий с более высоким разрешением получены в [8] и [21]. В [8] — отсутствуют следы эмиссионных компонентов, в [21] — максимальная интенсивность линии H_{β} . Сложный профиль линии H_{α} + H Ca II всегда выделяется среди других бальмеровских линий, в связи с вкладом линии H Ca II.

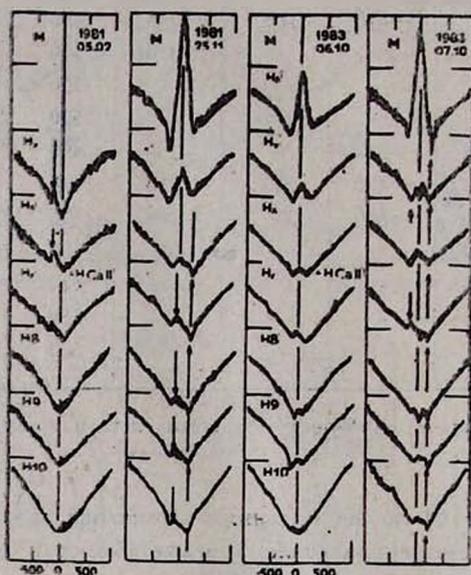


Рис. 3. Примеры изменчивости контуров бальмеровских линий H_{β} — H_{10} по фотографическим наблюдениям. Стрелка вверх указывает на устойчивые абсорбционные детали, стрелка вниз — на эмиссионные.

25. 11. 1981 г. наблюдался тип профиля «обратный P Cug» в линиях H_{β} — H_{10} (и далее до H_{13}), в то время, как в линиях H_{β} и H_{γ} наблюдался контур P Cug. В две соседние даты 06. 10. 83 г. и 07. 10. 83 г. контуры линий существенно различаются. 07. 10. 83 г. виден абсорбционный компонент типа «обратный P Cug профиль» с лучевой скоростью + 185 км/с уже начиная с H_{β} . На контурах, полученных в работе [8], виден абсорбционный компонент — 183 км/с. Компонент «обратный P Cug» 25. 11. 1981 г. также имеет скорость + 195 км/с.

в) *Пашеновские линии.* Спектральные линии P 12, P 14, свободные от блендирования линиями Ca II, можно видеть на всех спектрограммах AB Aur в области 8000—9000 Å. Как правило, эти линии имеют глубокий абсорбционный компонент и эмиссионный пик, смещенный в длинноволновую сторону. Интенсивность эмиссионного пика колеблется от 0.2 до 0.5 уровня непрерывного спектра. Полуширина свободных от блендирования пашеновских линий—200÷250 км/с, что в пределах ошибок совпадает с полушириной линий H_α и H_β. Профили имеют вид P Cug. В работе [22] отмечается, что линия P7 (10049 Å) видна в эмиссии, а более высокие члены серии — в абсорбции (эпоха — 1973 г.). В работе [23] отмечается P7 в эмиссии, другие неблендированные линии Пашена — сложного профиля, и P21 — в абсорбции. На майданакских спектрограммах эмиссионный компонент присутствует во всех членах пашеновской серии. Изменение профиля P 12 показано на рис. 2.

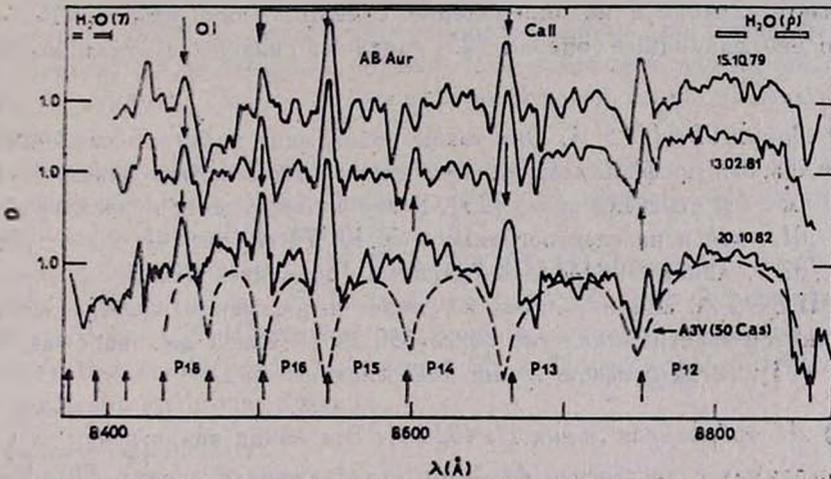


Рис. 4. Изменяемость относительных плотностей почернения эмиссионных линий в области и-к триплета кальция, по наблюдениям В. В. Котишева на Майданаке. Стрелками вверх вблизи оси абсцисс отмечены положения линий пашеновской серии.

г) *Линии инфракрасного триплета Ca II.* Эти линии показывают почти непрерывное изменение относительных интенсивностей. На рис. 4 приведены 3 регистрограммы участка спектра 8400—8800 Å, свободного от телурических линий H₂O, где выделяются линии и-к триплета Ca II (лабораторные λλ Å = 8498.02; 8542.09; 8662.14), блендируемые соответственно с линиями P 16, P 15 и P 13. Профили этих линий в спектре AB Aur приводятся также в [23, 24]. Относительные уровни этих линий меняются на регистрограммах (рис. 4), такие же изменения от ночи к ночи и в течение одной ночи отмечались в 1975—76 гг. [24]. В 1979—1982 гг. линия

Ca II 8542 доминирована в спектре, что ранее не отмечалось [23, 24]. Эквивалентная ширина бленды Ca II 8498 + P 16 меняется от 1.8 А [23] — 06. 10. 73 г. до 5.6 А [24] — 14. 11. 76 г. На майданакских спектрограммах 1979—1982 гг. EW_{λ} Ca II 8498 А = 2.7 ÷ 4.3 А. Полуширины бленд колеблются от 250 до 300 км/с, что близко к полуширине линии H_γ.

д) *Линия K Ca II*. Переменность этой абсорбционной линии связана с тем, что в ее ядре эпизодически возникает эмиссионная линия. Во время появления других сильных эмиссионных линий эмиссионный компонент заполняет большую часть абсорбции, в то время как в эпоху исчезновения эмиссионных линий EW_{λ} K Ca II имеет максимальное значение — 1.448 А [8]. Для звезды A0V с близким значением $v \sin i$ (140 км/с для AB Aug [25] — 1А). В наших наблюдениях EW_{λ} K Ca II колеблется от 0.95 до 0.35 А и находится в антикорреляции с EW_{λ} H_γ и EW_{λ} H_γ. Приближенная оценка EW_{λ} K Ca II = 0.5 А. Колебания EW_{λ} K Ca II оказывают влияние и на определение спектрального класса AB Aug, видимо его различные оценки [25] частично связаны с этими колебаниями.

е) *Линия OI 8446.5 А*. Она также подвержена значительным изменениям. Сложный профиль этой линии с двумя эмиссионными пиками — 100 и + 40 км/с мы отмечали ранее [23]. В эту эпоху отмечен низкий уровень линии OI, как и на спектрограмме 15. 10. 79 г. (рис. 4). На спектре 20. 10. 82 г. линия OI 8446.5 А сравнима по интенсивности с блендой H+Ca II 8498 А. Ширина линии на уровне непрерывного спектра на майданакских спектрограммах — не более 350 км/с. Такой же она была и в 1973 г. [23], когда профиль линии имел сложный вид.

ж) *Абсорбционная линия He 4026 А*. Эта линия видна почти на всех спектрограммах с дисперсией 44 А/мм. Приближенная оценка EW_{λ} He I 4026 ≈ 0.1 А. Такое же значение отмечено в работе [8]. Наличие He I 4026 А отмечали также Хербиг [1] и другие авторы. Присутствие этой линии свидетельствует о более раннем спектральном классе (B9); такие оценки предпочитают Хербиг [1], Стрем и др. [3] и другие авторы [25], в то же время по контурам водородных линий и EW_{λ} K Ca II, в эпоху отсутствия эмиссионных линий, спектральный класс — не ранее A0V. (EW_{λ} K Ca II = 1.45 А соответствует звездам A2V). Интересно также отметить, что линия He I 10830 А не видна в спектре AB Aug ни в эмиссии, ни в поглощении [23], что может свидетельствовать о более позднем, чем A0—A2, спектральном классе. В то же время водородные линии серии Пашена наилучшим образом коррелируют с регистрограммой звезды-стандарта 50 Cas A3 (рис. 4). Таким образом возможны две ситуации: 1) тер-

мическая стратификация фотосферы (истиной или ложной), когда ее разные широтные пояса отличаются по температуре; 2) переменность температуры фотосферы. Не исключено, что реализуются обе ситуации.

4. *Краткие выводы.* Сканирные наблюдения линий H_2 , H_3 и H_7 -в спектре AB Aur подтвердили и конкретизировали масштаб и характерное время спектральной переменности, отмеченные ранее Прадери и др. [8], Погодиным [7] и другими авторами. Профили, интенсивности и эквивалентные ширины эмиссионных линий меняются непрерывно, за время от нескольких часов (возможно десятков минут) до нескольких суток и с масштабом изменения явлений до 2—3 раз. Спектральные наблюдения показали, что переменность линий i -к триплета Ca II и линии K Ca II, эмиссионных пашеновских линий, линии OI8446.5 и др. носит аналогичный характер. Поскольку эти линии формируются в оболочке и хромосфере (к последней большее отношение имеют все линии Ca II, можно, сопоставив полученные результаты с моделями, сделать следующий вывод:

Хромосфера AB Aur и газовая оболочка не являются центрально-симметричными и осесимметричными образованиями, представляют собой конгломерат из движущихся облаков газа различных плотностей, скоростей и размеров. Такое образование хромосферой можно называть лишь условно.

Возможно, что причина генератора звездного ветра и так называемой хромосферы станет ясной, если удастся понять причину переменности лучевых скоростей фотосферных линий [8].

Автор признателен Н. Н. Гурьевой, М. Н. Дементьеву, П. В. Киселевой, В. В. Котышеву, Н. К. Красникову, В. К. Розенбуш за участие в наблюдениях, А. Г. Щербакову за помощь в машинной обработке спектров и И. А. Бедулевой, Э. И. Дмитриевой, М. А. Ибрагимову и Т. Маменовой за помощь в подготовке рукописи.

Астрономический институт
АН Узб.ССР

THE FAMOUS HERBIG AE-STAR, AB AUR. I. THE EMISSION LINES VARIABILITY IN REGION 0.37—0.88 μm

V. S. SHEVCHENKO

The variability of AB Aur emission line H_2 , H_3 , H_7 profiles, equivalent widths (EW_λ) and relative intensity have been observed on the photoelectric scanner. During the 20^d observation period $EW_\lambda H_2$ ranged from 23.20. to 35.35 Å. Mean $EW_\lambda H_2$ is 27.25 Å, daily average deviation is 3.60 ± 0.07 Å. The minimum time of variability is 1^h. The

chromospheric lines near-infrared triplet CaII and KCaII and emission lines H β -H13, P12-P20, OI 8446.5 Å and the variability of other lines have been studied on the photographic and image-tube spectra. The intensity of these lines and EW λ changed 2—4 times during an interval from 1^h to several years. The AB Aur variability nature of emission lines made it possible to assume that the "deep chromosphere" is not a centre-symmetrical or axisymmetrical formation but is a conglomerate of different density and speed gas condensations.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Herbig, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 337, 1960.
2. P. W. Merrill, C. G. Burwell, *Astrophys. J.*, 77, 103, 1933.
3. S. E. Strom, K. M. Strom, J. Yost, L. Carrasco, G. Grasdalen, *Astrophys. J.*, 173, 353, 1972.
4. Т. М. Барташ, *Изв. Крым. астроф. обсерв.*, 36, 210, 1967.
5. L. N. Carrison, C. Anderson, *Astrophys. J.*, 218, 438, 1977.
6. U. Finkenzeller, R. Mundt, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 55, 109, 1984.
7. М. А. Полюдин, *Астрон. ж.*, 62, 918, 1985.
8. F. Praderie, A. Talavera, P. Felenbok, J. Czarny, A. M. Boesgaard, *Astrophys. J.*, 254, 658, 1982.
9. P. Felenbok, F. Praderie, A. Talavera, *Astron. and Astrophys.*, 128, 74, 1983.
10. C. Catala, P. B. Kanagy, F. Praderie, *Astron. and Astrophys.*, 134, 402, 1984.
11. C. Catala, A. Talavera, *Astron. and Astrophys.*, 140, 421, 1984.
12. M. Cohen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 161, 105, 1973; 191, 499, 1980.
13. W. De Campit, *Astrophys. J.*, 244, 124, 1981.
14. В. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 7, 557, 1971.
15. В. С. Шевченко, *Циркуляр Астрон. ин-та АН Узб.ССР*, № 108 (455), 23, 1983.
16. Л. А. Бугаенко, О. И. Бугаенко, В. Д. Круглов, В. Г. Парусимов, *Астрометрия в астрофиз.*, 1, 193, 1968.
17. Э. А. Вигриченко, И. В. Волков, Г. И. Шанин, В. С. Шевченко, А. Г. Щербаков, *Астрон. ж.*, 51, 866, 1974.
18. В. П. Малонушенко, А. Г. Щербаков, В. И. Шугеев, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 72, 226, 1985.
19. P. Swings, O. Struve, *Astrophys. J.*, 98, 95, 1943.
20. R. F. Sanford, P. W. Merrill, *Publ. Astron. Soc. Pasif.*, 70, 602, 1958.
21. U. Finkenzeller, I. Jancovics, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 57, 285, 1984.
22. О. Абулдаев, Р. А. Варданян и др., *Перемен. звезды*, 20, 47, 1975.
23. G. I. Shantln, V. S. Shevchenko, A. G. Shcherbakov, in "Variable Stars and Stellar Evolution", *Symp. IAU N 67*, 117, 1975.
24. Г. И. Шанин, *Астрометрия и астрофиз.*, 40, 28, 1980.
25. U. Finkenzeller, *Astron. and Astrophys.*, 151, 340, 1985.

УДК: 524.338.6—355

СПЕКТР ЕУ ОРИОНА ОКОЛО ВТОРИЧНОГО МИНИМУМА

Н. Э. ИСМАИЛОВ

Поступила 12 мая 1987

Принята к печати 20 октября 1987

В работе приводятся результаты спектральных наблюдений двойной системы ЕУ Ог1 около вторичного минимума. Спектр звезды показывает наличие ряда нестационарных процессов, проявляющихся в переменной линейчатого спектра. Профили водородных линий указывают на наличие расширяющейся оболочки. Признаки спектра второго компонента не обнаружены. Измеренная скорость осевого вращения наблюдаемого компонента равна 150 ± 30 км/с. При фазе 0.52—0.58 в течение одной сутки наблюдается отклонение от кривой лучевых скоростей порядка 100 км/с. По характеру спектра система имеет признаки типичных орионовых переменных.

1. *Введение.* В работе Закирова [1] показано, что затменная переменная ЕУ Ог1 входит в большую туманность Ориона и по некоторым признакам родственна с уникальной двойной системой ВМ Ог1. Улучшенные им световые элементы ЕУ Ог1 таковы [2]:

$$\text{Min } I = \text{JD } 2443527.466 + 16^d 787832 \cdot E$$

По светимости и радиусу компоненты ЕУ Ог1 относятся к звездам А 7III или F III [2], а по спектральной классификации—к А7 [3, 4]. Максимальные колебания блеска системы наблюдаются около вторичного минимума, что, возможно, обусловлено нестационарными процессами, которые происходят в системе ЕУ Ог1 [1]. Возраст на эволюционных треках Ибена [5] для отдельных компонентов оценивается в $2 \cdot 10^6$ лет и 10^6 лет [2].

Спектроскопические элементы ЕУ Ог1 впервые определил Струве [3]. В главном минимуме спектр звезды по его наблюдениям не изменился.

2. *Наблюдение и результаты.* Спектральные наблюдения ЕУ Ог1 выполнены на 2-м рефлекторе ШАО в фокусе Кассегрена с помощью дифракционного спектрографа. Спектры получены с дисперсией 75 А/мм в диапазоне λ 3660—5100 А на пластинках Kodak 103a-O. Два спектра звезды получены в области λ 5100—6700 А на пластинках Kodak 103a-F. Спектром

сравнения служил спектр железной дуги. Среднее время экспозиции равнялось 60 мин. В качестве стандарта сняты звезды № 371 и 530 со спектрами F8 и A0 по каталогу Паренаго [6].

Лучевые скорости измерены на компараторе ИЗА-2 и на записях, полученных на микрофотометре «Лирефо» с увеличением в 150 раз. Средняя ошибка при одном измерении составила ± 15 км/с. Вычислены эквивалентные ширины линий H и, K Ca II, Ca I λ 4226 А. Средняя ошибка при определении эквивалентных ширины не превышала 25%. Результаты вычислений для отдельных спектрограмм приводятся в табл. 1. Фазы вычислены с вышеуказанными элементами.

По полуширине абсорбционных линий O II, Fe II, Ca I, и Ti II определена осевая скорость вращения звезды $\nu \sin i$, равная 150 ± 30 км/с. Отметим, что такая же высокая скорость вращения наблюдалась нами для BM Ogi (200—250 км/с) [7].

Спектры, снятые в диапазоне λ 5100—6700 А, очень бедны линиями, не видна линия H $_{\alpha}$. Эти спектры сняты при фазах 0.2998 и 0.5309.

Как видно из табл. 1, для эквивалентных ширины водородных линий в основном имеет место неравенство $W_{H_3} < W_{H_7} < W_{H_1} \dots$. Начиная с H $_{\beta}$ оно меняется на $W_{H_1} > W_{H_{10}} > W_{H_{11}} \dots$. Отсутствие линии H $_{\alpha}$ показывает также, что в нижних членах серии Бальмера существует эмиссия, которая накладывается на абсорбционные линии H $_{\alpha}$, H $_{\beta}$, H $_{\gamma}$, H $_{\delta}$ с соотношением интенсивностей $I_{H_{\alpha}} > I_{H_{\beta}} > I_{H_{\gamma}} \dots$. У высоких членов серии эмиссия отсутствует, поэтому, в этих линиях выполняется нормальное соотношение между эквивалентными ширинами для данного спектрального класса. Так как звезда находится в Большой туманности Ориона [1], существующая эмиссия в линиях водорода может быть вкладом туманности. Проверка подобного эффекта в линиях стандартных звезд A0 и F8 показала его отсутствие.

Эквивалентные ширины водородных линий иногда сильно меняются, поэтому определение отдельных параметров фотосферы звезды с помощью эквивалентных ширины приводит к неверным результатам.

На рис. 1 показаны регистрограммы звезды EY Ogi в почернениях, полученные в разных фазах. Как видно, все водородные линии показывают заметные фиолетовые и красные компоненты со смещениями от -800 км/с до -400 км/с и от $+800$ км/с до $+400$ км/с, соответственно. Такой профиль линий, возможно, обусловлен наличием расширяющейся оболочки.

Большие вариации показывает также линия K Ca II. Как видно из рис. 1 и из табл. 1 ее эквивалентная ширина в три раза больше при фазе 0.584, чем при фазе 0.573. При фазе 0.584 в линии K Ca II наблюдается слабая эмиссия. Эквивалентные ширины при фазах 0.4623 и 0.5773 отли-

Таблица 1

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ V_r И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ W_λ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

| JD 2446400 | φ | $H\beta$ | | $H\gamma$ | | $H\delta$ | | $H\epsilon + H\text{Ca II}$ | | $H\zeta$ | | $K\text{Ca II}$ | | $\text{Ca I } 4226$ | |
|------------|-----------|-----------------|--------------------|-----------------|--------------------|-----------------|--------------------|-----------------------------|--------------------|-----------------|--------------------|-----------------|--------------------|---------------------|--------------------|
| | | V_r (км/с) | W_λ (Å) | V_r (км/с) | W_λ (Å) | V_r (км/с) | W_λ (Å) | V_r (км/с) | W_λ (Å) | V_r (км/с) | W_λ (Å) | V_r (км/с) | W_λ (Å) | V_r (км/с) | W_λ (Å) |
| 056.31 | 0.4623 | 3 | 14.5 | 8 | 10.1 | 9 | 12.6 | 13 | 19.3 | 13 | 9.2 | 1 | 8.2 | 40 | 0.80 |
| 056.37 | 0.4659 | 20 | 6.8 | 24 | 10.8 | 35 | 20.3 | -2 | 11.9 | 34 | 8.1 | 16 | 7.9 | 41 | 1.54 |
| 056.41 | 0.4683 | 14 | 15.1 | 14 | 11.2 | 31 | 10.2 | 21 | 15.6 | 7 | 8.9 | 29 | 2.6 | — | — |
| 057.31 | 0.5219 | 134 | 13.9 | 110 | 11.2 | 111 | 7.9 | 101 | 12.1 | 86 | — | 93 | 4.9 | — | — |
| 057.37 | 0.5255 | 99 | 13.7 | 90 | 10.8 | 83 | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 058.24 | 0.5773 | 135 | 3.9 | 98 | 12.4 | 104 | 11.5 | 103 | 11.0 | 89 | 14.6 | 64 | 5.0 | 90 | 8.4 |
| 058.36 | 0.5844 | 108 | 12.2 | 95 | 11.3 | 105 | 12.9 | -13 | 10.5 | 154 | 5.5 | 120 | 2.8 | 20 | 1.54 |
| 059.43 | 0.6482 | 60 | 11.0 | 68 | 15.3 | 56 | 10.8 | 47 | 7.1 | 39 | 5.9 | 72 | 7.1 | 13 | 0.66 |
| 088.36 | 0.3713 | -12 | 8.4 | -5 | 10.0 | -18 | 10.8 | -25 | 15.0 | 2 | 5.6 | -23 | 5.9 | 54 | 1.45 |
| 372.59 | 0.2998 | -56 | 5.9 | -66 | 6.0 | -60 | 9.9 | -44 | 8.0 | -52 | 5.7 | -64 | 3.0 | -37 | 1.47 |
| 376.19 | 0.5186 | 4 | 4.0 | 1 | 6.3 | -2 | 7.8 | -10 | 11.6 | -6 | 7.3 | -20 | 5.2 | 16 | 2.0 |

чаются мало, однако в последнем случае глубина линии сильно возросла, а ширина уменьшилась. Так как эмиссия в линии К Ca II наблюдается редко, видимо, она образуется в период нестационарных процессов на звезде.

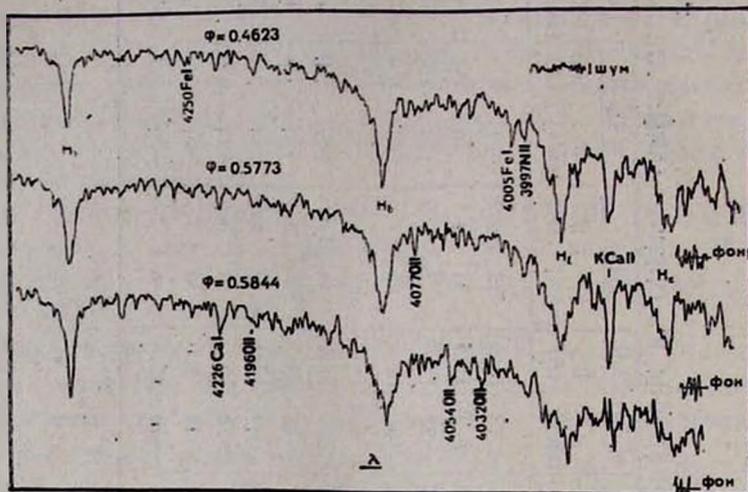


Рис. 1. Регистрограммы EY Oгi в разных фазах.

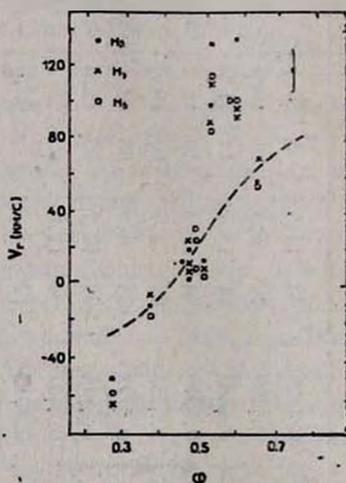


Рис. 2. Кривая лучевых скоростей EY Oгi, построенная по линиям водорода.

На рис. 2 пунктирной линией показана часть кривой лучевых скоростей, построенной по спектроскопическим элементам, приведенным в работе Люси и Свирина [8]. Как видим, наши измерения, в основном, согласуются с этой кривой для линий водорода. Измерения лучевых скоростей около фазы 0.52 дают отклонение от данной кривой $\sim +100$ км/с, а при

фазе 0.299, \sim — 60 км/с. Отклонение в первом случае продолжается от фазы 0.52 до 0.58 или, по крайней мере, 1^d . Так как при этих фазах наблюдения проведены за один сезон, можно предполагать, что отклонения вызваны либо нестационарными процессами на звезде, либо наличием газовых потоков между компонентами.

3. *Заключение.* Наше исследование показывает, что спектр звезды EY Ori проявляет нестационарность, характерную для типичных орiono-вых переменных. Некоторые признаки спектра EY Ori, а именно, наличие собственной эмиссии, высокая скорость вращения, отклонение лучевых скоростей в отдельные моменты, переменность в линиях H и K Ca II обнаружены также в спектре VM Ori [7]. На диаграмме масса—светимость эти объекты расположены очень близко [1]. Вышеуказанные особенности свидетельствуют, по-видимому, о том, что EY Ori и VM Ori являются родственными объектами.

Автор выражает благодарность А. М. Черепашуку за ценное обсуждение результатов.

Шемахинская астрофизическая
обсерватория

THE SPECTRUM OF EY ORI AT THE SECOND ELLIPSE

N. Z. ISMAILOV

The results of spectral observations of the double system EY Ori at the second eclipse are presented. Some peculiar properties in the linear spectrum of the star have been discovered. The spectrum of the secondary component is not observed. The rotational velocity of the visible component is equal to 150 ± 30 km/s. During the phases 0.52—0.58, during approximately 1^d the radial velocities deviate from the radial velocity curve. According to the character of its spectrum the system EV Ori is similar to typical Orion variables.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. М. Закиров, Перемен. звезды, 20, 199, 1975.
2. М. М. Закиров, Перемен. звезды, 21, 227, 1979.
3. O. Struve, *Astrophys. J.*, 102, 74, 1945.
4. R. Racine, *Astron. J.*, 73, 233, 1968.
5. T. Iben, *Astrophys. J.*, 141, 993, 1965.
6. П. П. Паренго, Тр. гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга, 1954.
7. Н. Э. Исмаилов, *Астрон. ж.* (в печати).
8. L. B. Lucy, M. A. Swelney, *Astron. J.*, 76, 545, 1971.

УДК: 524.57—65

ПОГЛОЩЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ПЫЛЬЮ
В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ: МЕЖЗВЕЗДНАЯ КРУГОВАЯ
ПОЛЯРИЗАЦИЯ

А. Е. ИЛЬИН

Поступила 10 ноября 1986

Принята к печати 20 августа 1987

В рамках модели двухслойных (ядро—«астрономический силикат», оболочка—загрязненный лед) цилиндрических пылянок, частично ориентированных под действием механизма Дэвиса — Гринштейна, рассчитаны кривые межзвездной круговой поляризации $q(\lambda)$. Найдено, что величина λ_c — длина волны, на которой круговая поляризация меняет знак, и форма кривых $q(\lambda)$ определяются главным образом размерами пылевых частиц. Показано, что дисперсионное соотношение Мартина дает межзвездную круговую поляризацию с удовлетворительной точностью только вблизи экстремумов кривой $q(\lambda)$. В рамках двухоблачной модели проведена интерпретация межзвездной линейной в круговой поляризации звезды HD 204827.

1. Введение. Анализ света звезд, прошедшего через межзвездные облака, является одним из основных методов изучения свойств пылевых частиц. При этом прежде всего внимание уделяется исследованию межзвездного поглощения и межзвездной линейной поляризации. Дополнительным источником информации о характеристиках пылевых частиц может стать межзвездная круговая поляризация, открытая в 1972 г. К настоящему времени с целью поисков межзвездной круговой поляризации проводились наблюдения нескольких десятков звезд [1]. Из наблюдений определяют степень круговой поляризации $q(\lambda)$ на длине волны λ ($q = V/I$, V и I — параметры Стокса). Величина q обычно не превышает нескольких сотых процента и часто сравнима с ошибками наблюдений. Для ряда звезд проведены измерения межзвездной круговой поляризации с тремя и более фильтрами, что позволяет изучить поведение кривых $q(\lambda)$. Оказалось, что круговая поляризация меняет знак (изменяется направление вращения электрического вектора) на некоторой длине волны λ_c . Значение λ_c примерно совпадает с длиной волны, на которой межзвездная линейная поляризация имеет максимум, λ_{\max} . Данные наблюдений шести звезд, приведенные в работе [2], дают отношение $\lambda_{\max}/\lambda_c = 1.00 \pm 0.03$. В работе [3]

показано, что это возможно лишь в том случае, если пылевые частицы — диэлектрики (мнимая часть показателя преломления вещества пылинок близка к нулю).

Существование межзвездной круговой поляризации, как и линейной, свидетельствует об оптической анизотропии межзвездной среды. Считается, что в межзвездных облаках находятся несферические ориентированные пылинки. На основании теории распространения света в анизотропных средах показано, что круговая поляризация возникает, если излучение звезды проходит через несколько пылевых облаков (в простейшем случае через два) с различными направлениями ориентации пылинок в картинной плоскости. В работах [4—6] выполнялись теоретические расчеты кривых межзвездной круговой поляризации в предположении, что на луче зрения находятся два облака. Для ряда звезд проводилось сравнение с наблюдениями. При этом в качестве модели межзвездных пылинок использовались полностью ориентированные однородные цилиндрические частицы из силиката [4] или магнетита [6].

В настоящее время наиболее близкой к реальности, по-видимому, является модель межзвездных пылинок, предложенная Хонгом и Гринбергом [7]. Авторы [7] рассмотрели ансамбль двухслойных (ядро и концентрическая оболочка) цилиндрических частиц, частично ориентированных под действием механизма Дэвиса—Гринстейна (ДГ-ориентация). В рамках этой модели была выполнена интерпретация наблюдений межзвездной круговой поляризации для звезды σ Sco. Однако Хонг и Гринберг [7] не проводили детальных расчетов кривых $q(\lambda)$, а ограничились рассмотрением двух одинаковых облаков с направлениями ориентации пылинок в картинной плоскости, различающимися на 45° .

Данная статья является продолжением работ [8, 9], где для модели межзвездных пылинок, близкой к используемой в [7], выполнены расчеты межзвездного поглощения и межзвездной линейной поляризации. Мы считали, что ядро цилиндрической пылинки состоит из «астрономического силиката» (астросила) [10], а оболочка — из загрязненного льда. Подробное описание параметров модели можно найти в работе [8], а технические детали — в работе [11].

2. Основные соотношения. Пусть свет звезды проходит через несколько облаков, заполненных двухслойными цилиндрическими пылинками, ориентированными под действием механизма Дэвиса—Гринстейна. Направление ориентации пылевых частиц совпадает с направлением однородного магнитного поля в облаке. Обозначим через Ω_i угол между лучом зрения и силовыми линиями магнитного поля в i -ом облаке и через θ_i — позиционный угол направления ориентации пылинок, отсчитываемый в картинной плоскости. Облака будем нумеровать в направлении распро-

странения света от звезды, т. е. параметры с индексом «1» относятся к ближайшему к звезде облаку.

Выражение для степени круговой поляризации излучения, прошедшего через N оптически тонких облаков, получил Мартин [4]:

$$q(i) = \sum_{i=2}^N B_i(\lambda) \left[\cos 2\theta_i \sum_{j=1}^{i-1} P_j(\lambda) \sin 2\theta_j - \sin 2\theta_i \sum_{j=1}^{i-1} P_j(\lambda) \cos 2\theta_j \right], \quad (1)$$

где $B_i(\lambda)$ — двулучепреломление в i -ом облаке, а $P_j(\lambda)$ — линейная поляризация, которую имеет первоначально неполяризованное излучение, после прохождения через j -ое облако. Минимальное число облаков, при котором возможно появление круговой поляризации, равно двум. Тогда из (1) следует:

$$q(i) = -B_2(\lambda) P_1(\lambda) \sin 2(\theta_2 - \theta_1). \quad (2)$$

Если $\theta_1 = \theta_2$, то круговая поляризация не возникает. Запишем выражение (2) в виде:

$$q(i) = -N_{d,2} \langle C_q \rangle_{\lambda,2} N_{d,1} \langle C_p \rangle_{\lambda,1} \sin 2(\theta_2 - \theta_1), \quad (3)$$

где $N_{d,1}$ и $N_{d,2}$ — лучевые концентрации пылинок в облаках, а $\langle C_q \rangle_{\lambda}$ и $\langle C_p \rangle_{\lambda}$ — сечения круговой и линейной поляризации, усредненные по размерам и по всем ориентациям вращающейся частицы. Выражения для $\langle C_q \rangle_{\lambda}$ и $\langle C_p \rangle_{\lambda}$ выглядят следующим образом [11]:

$$\langle C_{q,p} \rangle_{\lambda} = 4l \frac{2}{\pi^2} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} a^2 \cdot n(a) f(\beta, a) Q_{q,p}(m_1(\lambda), m_2(\lambda), x_0, x, a) \times \\ \times \cos 2\Phi \left(\frac{2 \cos^2 \varphi \cos^2 \theta}{1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \theta} - 1 \right) da d\beta d\varphi d\omega, \quad (4)$$

где a_{\min} и a_{\max} — минимальный и максимальный радиус пылинки, $x = 2\pi a / \lambda$, $x_0 = 2\pi a_c / \lambda$ (a_c — радиус ядра пылинки), $e = L/a$ ($2L$ — длина цилиндрической частицы), $m_1(\lambda)$, $m_2(\lambda)$ — комплексные показатели преломления вещества ядра и оболочки соответственно, $\pi/2 - \alpha$ — угол между осью цилиндрической пылинки и лучом зрения. Углы β и ω определяют положение в пространстве вектора углового момента \vec{J} вращающейся пылинки относительно направления магнитного поля, а углы Φ и θ — относительно направления распространения излучения, φ — угол вращения (см. рис. в [11]). Фактор эффективности фазового запаздывания Q_q представляет собой мнимую часть, а фактор эффективности линейной поляризации Q_p — действительную часть раз-

ности комплексных факторов ослабления Q^E и Q^H [11]. Зависимость факторов Q_e и Q_q от параметров x , x_0 , a , $m_1(\lambda)$ и $m_2(\lambda)$ подробно изучена в работе [12].

В качестве функции распределения частиц по размерам использовалось распределение Оорта-ван де Хюлста—Гринберга:

$$n(a) = n_0 \exp \left[-5 \left(\frac{a - a_0}{a_0} \right)^3 \right], \quad (5)$$

где n_0 и a_0 — параметры, связанные с числом и средним радиусом пылинки. Вид функции $f(\beta, a)$ для механизма ДГ-ориентации приведен в работе [11]. Степень ориентации частиц зависит от параметра

$$\delta_0 = 8.28 \cdot 10^{23} \frac{x B^2}{n_H T_g^{1/2} T_d} \text{ мкм}, \quad (6)$$

где x — величина, пропорциональная мнимой части магнитной восприимчивости вещества пылинки χ'' [13], B — напряженность магнитного поля, n_H — концентрация атомов водорода, T_g и T_d — температура газа и пыли соответственно. Взяв значение $x = 2.5 \cdot 10^{-12} \text{ с} \cdot \text{К}$ [13] и величины, характерные для диффузных облаков, $B = 3 \text{ мкГс}$, $n_H = 1 \text{ см}^{-3}$, $T_g = 100 \text{ К}$, $T_d = 10 \text{ К}$, получаем, что $\delta_0 = 0.186 \text{ мкм}$.

3. *Результаты расчетов и обсуждение.* На основании соотношений (2)—(4) проводились вычисления кривых $q(\lambda)$ для модели двухоблачной среды. Выбор узлов при численном интегрировании методом Гаусса в (3) осуществлялся в соответствии с рекомендациями, содержащимися в работе [11]. Для каждой кривой $q(\lambda)$ определялись следующие величины: λ_c — длина волны, на которой круговая поляризация меняет знак, λ_p , λ_n — длины волн, на которых функция $q(\lambda)$ достигает максимума и минимума соответственно.

Рассмотрим сначала случай, когда на луче зрения находятся два облака, заполненные пылинками с одинаковыми средними размерами, и будем считать, что $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$.

В табл. 1 приведены величины λ_c , λ_p , λ_n и $q(\lambda_p)/q(\lambda_n)$ для трех значений угла Ω . С уменьшением Ω λ_c увеличивается менее, чем на 7%, а отношение $q(\lambda_p)/q(\lambda_n)$ — менее, чем на 3%. С ростом степени ориентации пылинок зависимость от угла Ω сказывается сильнее, и при полной ДГ-ориентации уменьшение Ω от 90° до 30° вызывает изменение величины λ_c на 10%, а отношения $q(\lambda_p)/q(\lambda_n)$ — на 30%.

Зависимость нормированных кривых круговой поляризации от параметра δ_0 — довольно слабая. Так, при возрастании δ_0 в сто раз (от 0.019 мкм до 1.86 мкм) λ_c увеличивается всего на 10%. Дальней-

ший рост δ_0 , практически не сказывается на величине λ_c . Более значительное влияние на кривые $q(\lambda)/q(\lambda_0)$ оказывает изменение параметра a_0 (рис. 1). При увеличении a_0 от 0.1 мкм до 0.4 мкм λ_c возрастает в 1.5 раза. Отметим, что подобная зависимость величины λ_c от a_0 следует из характера зависимости фактора фазового запаздывания Q_z от параметра x (см. рис. 4 в работе [12]).

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИВОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ
КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ $q(\lambda)$

(астронив/лед, $a_c = 0.05$ мкм, $a_0 = 0.3$ мкм, $\delta_0 = 0.186$ мкм)

| Ω° | λ_c мкм | λ_n мкм | λ_p мкм | $\frac{q(\lambda_p)}{q(\lambda_n)}$ |
|----------------|--------------------|--------------------|--------------------|-------------------------------------|
| 30 | 0.611 | 1.320 | 0.281 | -1.408 |
| 60 | 0.586 | 1.297 | 0.271 | -1.423 |
| 90 | 0.572 | 1.272 | 0.260 | -1.438 |

Результаты более детальных расчетов величины λ_c для $a_0 = 0.1 - 0.4$ мкм при разных углах Ω приведены в табл. 2. Зависимость же λ_c от δ_0 представлена на рис. 2. Сравнение значений λ_c и λ_{\max} , приведенных в работе [9], показывает, что для выбранной мо-

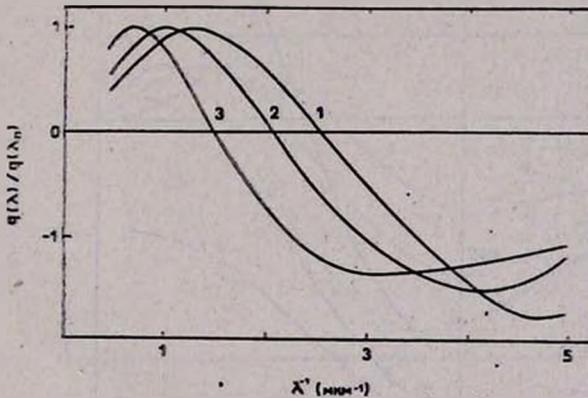


Рис. 1. Нормированные кривые межзвездной круговой поляризации для ансамблей двухслойных цилиндрических пылинок. Два облака: $\Omega = 90^\circ$, $\delta_{0.1} = \delta_{0.2} = 0.186$ мкм, $(1 - a_{0.1} = a_{0.2} = 0.1$ мкм, 2 - 0.2 мкм, 3 - 0.4 мкм).

дели отношение $\lambda_{\max}/\lambda_c = 0.93 \pm 0.03$. Оно практически не зависит от параметров a_0 , δ_0 и Ω . Полученное нами отношение несколько меньше наблюдаемого значения, равного единице. Однако следует напомнить, что величины λ_{\max} и λ_c определяются из наблюдений недостаточно надежно.

Представляет интерес рассмотреть и случай, когда пылинки в облаках имеют различный средний размер. Пусть во втором облаке (более близ-

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ λ_c (В МКМ) ДЛЯ ПЫЛИНОК С НЕПОЛНОЙ ДГ-ОРИЕНТАЦИЕЙ
(астросян/лед, $a_c = 0.05$ мкм, $d_0 = 0.186$ мкм)

| $\Omega^\circ \backslash a_0, \text{ мкм}$ | 0.1 | 0.2 | 0.3 | 0.4 |
|--|-------|-------|-------|-------|
| 30 | 0.450 | 0.529 | 0.611 | 0.695 |
| 60 | 0.410 | 0.498 | 0.586 | 0.676 |
| 90 | 0.393 | 0.483 | 0.572 | 0.660 |

ком к наблюдателю) параметр $a_0 = 0.1$ мкм. Кривые $q(\lambda)/q(\lambda_n)$, полученные при варьировании a_0 в первом облаке, приведены на рис. 3. Видно, что положение λ_c не изменяется, поскольку оно определяется знакопе-

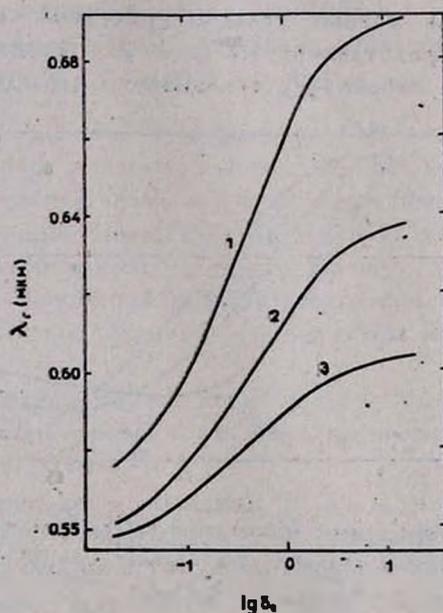


Рис. 2. Длина волны, на которой круговая поляризация меняет знак, $a_0 = 0.3$ мкм, (1 — $\Omega = 30^\circ$, 2 — $\Omega = 60^\circ$, 3 — $\Omega = 90^\circ$).

ременной функцией двулучепреломления во втором облаке $B_2(\lambda)$ (см. формулу (2)), которая была одной и той же. Если поменять облака местами и фиксировать значение $a_0 = 0.1$ мкм в более далеком от наблюдателя об-

лаке, то изменение среднего размера пылинок во втором облаке приведет к смещению λ_c (рис. 4).

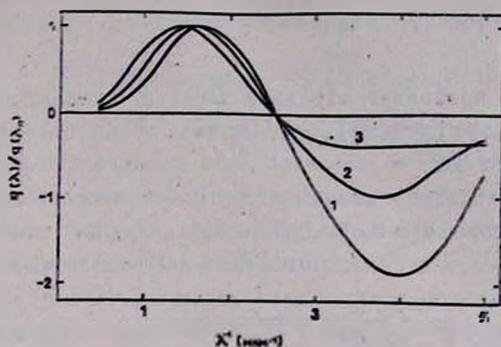


Рис. 3. Нормированные кривые межзвездной круговой поляризации для ансамблей двухслойных цилиндрических пылинок. В ближнем к наблюдателю облаке $\Omega = 90^\circ$, $\bar{v}_0 = 0.186$ мкм, $a_0 = 0.1$ мкм, в дальнем — $\Omega = 90^\circ$, $\bar{v}_0 = 0.186$ мкм, (1 — $a_0 = 0.1$ мкм, 2 — $a_0 = 0.2$ мкм, 3 — $a_0 = 0.4$ мкм).

Таким образом, проведенные нами вычисления показали, что ход кривых $q(\lambda)$ определяется главным образом параметром a_0 (или средним размером частиц в облаке) и в меньшей мере зависит от степени и направления ориентации пылинок.

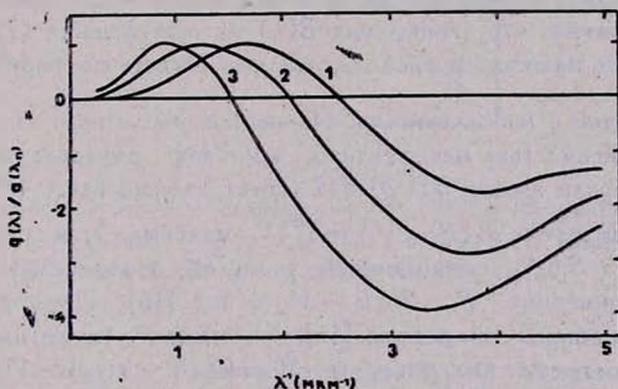


Рис. 4. То же самое, что на рис. 3. В ближнем облаке $\Omega = 90^\circ$, $\bar{v}_0 = 0.186$ мкм, (1 — $a_0 = 0.1$ мкм, 2 — $a_0 = 0.2$ мкм, 3 — $a_0 = 0.4$ мкм), в дальнем — $\Omega = 90^\circ$, $\bar{v}_0 = 0.186$ мкм, $a_0 = 0.1$ мкм.

4. Об использовании дисперсионного соотношения. Используя формулу Крамерса-Кронига, Мартин [14] получил дисперсионное соотношение, связывающее двулучепреломление $B(\lambda)$ и линейную поляризацию $P(\lambda)$ в облаке:

$$B(\lambda) = \frac{2}{\pi P_{\max}} \lambda \int_0^{\infty} \frac{P(t) dt}{\lambda^2 - t^2}, \quad (7)$$

где $P_{\max} = P(\lambda_{\max})$.

Выражение (7) позволяет находить $B(\lambda)$ и, следовательно, круговую поляризацию (см. формулу (2)), если кривая $P(\lambda)$ известна во всем интервале длин волн (от 0 до ∞).

Нами была исследована возможность практического применения формулы (7) с учетом того, что наблюдения межзвездной линейной поляризации ограничены видимой и ближними УФ и ИК областями спектра. Функция $P(\lambda)$ для выбранной нами модели пылевых частиц рассчитывалась в интервале длин волн 0.2—2.2 мкм. Экстраполяция кривой $P(\lambda)$ на весь промежуток интегрирования в (7) проводилась при помощи кубических сплайнов (см., например, [15]). Вычисленные значения $B(\lambda)$ сравнивались с точными результатами, полученными по формуле (4). Расчеты показали, что различия в величинах $B(\lambda)$ не превосходят 5% вблизи экстремумов. Но в окрестности λ_c расхождение превышает 100%, т. е. двулучепреломление среды, рассчитанное с использованием соотношения (7), может существенно отличаться от истинного. Тем не менее, необходимо отметить, что соотношение (7), по-видимому, можно использовать для оценок межзвездной круговой поляризации вблизи экстремумов кривых $q(\lambda)$, т. е. как раз там, где наблюдения круговой поляризации наиболее надежны. Отметим также, что вычисления $B(\lambda)$ из соотношения (7) требуют в 1.5 раза меньше машинного времени, чем при расчете по формуле (4).

5. Сравнение с наблюдениями. Из немногочисленного списка звезд с известной зависимостью межзвездной круговой поляризации от длины волны мы выбрали звезду HD 204817 (спектральный класс B0V), для которой избыток цвета $E(B-V) = 1^m11$, максимальная степень поляризации $P_{\max} = 5.6\%$, позиционный угол, ей соответствующий, $\theta_G = 104^\circ$ и отношение $P_{\max}/E(B-V) = 5.0$ [16]. Поляризационные данные, приведенные в работе [16], указывают также на небольшое вращение плоскости поляризации ($\Delta\theta = \theta(\lambda_j) - \theta(\lambda_V) \simeq 1^\circ$). Для HD 204827 существуют фотометрические наблюдения в полосе K [17], что позволяет достаточно надежно определить отношение полного поглощения к селективному R_V и, следовательно, расстояние до звезды D . Из соотношения $R_V = 1.1 E(V-K)/E(B-V)$ [8] получаем $R_V = 2.8$ и $D = 640$ пк. На рис. 5 нанесены результаты наблюдений линейной и круговой поляризации HD 204827, взятые из работ [16, 18, 19] и [2] соответственно.

Попытки интерпретировать наблюдения линейной и круговой поляризации HD 204827 предпринимались ранее в работах [5] и [6]. Мартин [5] при вычислениях круговой поляризации предполагал, что линейная поляризация в облаках описывается эмпирической формулой Серковского:

$$P(\lambda)/P_{\max} = \exp[-1.15 \ln^2(\lambda_{\max}/\lambda)]. \quad (8)$$

Для расчета двулучепреломления $B(\lambda)$ он воспользовался дисперсионным соотношением (7), подставив в него зависимость $P(\lambda)$ из выражения (8). Для двух одинаковых облаков было найдено, что $\theta_2 - \theta_1 = +30^\circ$. Однако описанный метод не позволил Мартину определить размер пылинок в облаках, направление и степень их ориентации.

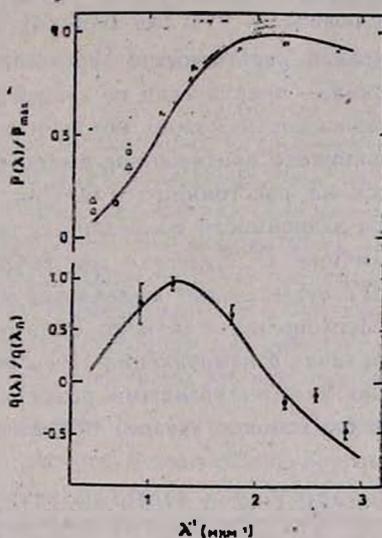


Рис. 5. Линейная и круговая поляризации HD 204827. Наблюдательные данные: \times — из работы [16], \circ — из [18], Δ — из [19], \bullet — из [2]. Теоретические кривые рассчитаны для двухоблачной модели (параметры см. в табл. 3).

В работе [6] в качестве модели межзвездных пылинок использовались статически ориентированные цилиндрические частицы из магнетита (Fe_3O_4). Авторам удалось объяснить межзвездную круговую и линейную поляризацию в направлении HD 204827 в предположении, что на луче имеются два пылевых облака, средний размер пылинок в которых различен. Однако нельзя признать предложенную в [6] модель вполне удачной. Во-первых, использовались наблюдения круговой поляризации HD 204827 только на трех длинах волн, а, во-вторых, предсказанный в [6] поворот плоскости поляризации $\Delta\theta$ оказался в 7 раз больше наблюдаемого. Кро-

ме того, для статически ориентированного ансамбля пылинок вычисленное отношение $P_{\text{шлх}}/E(B-V)$ должно в несколько раз превышать наблюдаемую величину.

При интерпретации наблюдений круговой и линейной поляризации. HD 204827 мы попытались выделить на луче зрения отдельные пылевые облака и определить их основные характеристики. На основе каталогов [20—23] были собраны сведения о поляризации и фотометрии звезд, близких в картинной плоскости к HD 204827. Использовались также результаты исследований звезд в окрестностях μ Сер [24], расположенной в 2° от HD 204827. Нормальные показатели цвета брались из [25]. При вычислениях фотометрических расстояний D для всех звезд из окрестностей HD 204827 величина R_V принималась равной 3.0.

Собранные данные показали, что для близких к наблюдателю звезд ($D \leq 600$ пк) с увеличением расстояния D показатель цвета $E(B-V)$ растет, а для более далеких — практически не зависит от D и равен в среднем 0.^m5. Подобную зависимость можно объяснить, если предположить, что на луче зрения расположено протяженное пылевое облако, дальняя граница которого находится на расстоянии ~ 600 пк. К этим же выводам приводит и рассмотрение зависимости приведенных параметров Стокса для окрестных звезд от величины D . Вместе с тем собранные нами сведения показали, что HD 204827 существенно выделяется среди окружающих ее звезд как по величине поглощения, так и по степени линейной поляризации, что указывает на наличие в направлении HD 204827 еще одного пылевого облака с достаточно малыми угловыми размерами ($< 1^\circ$). Характеристики первого (более близкого к звезде) облака (см. табл. 3) опреде-

Таблица 3

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ В НАПРАВЛЕНИИ HD 204827

| Облака | Наблюдения | | | | Теория | | | | |
|--------|------------|-----------|------------------|--------------|-------------------|----------------|----------------------|--------------|-----------------------|
| | $E(B-V)$ | $P_V, \%$ | θ_G° | $P_V/E(B-V)$ | $a_0, \text{мкм}$ | Ω° | $\tau_0, \text{мкм}$ | $P_V/E(B-V)$ | $\frac{N_d}{N_{d,1}}$ |
| 1 | 0.5 | 1.4 | 92 | 2.8 | 0.35 | 60 | 0.186 | 2.8 | 1 |
| 2 | 0.6 | 4.3 | 108 | 7.1 | 0.15 | 60 | 0.186 | 7.0 | 9.5 |

лялись по 9 окрестным звездам усреднением. При этом мы ограничились звездами, расположенными не далее 3° от HD 204827 и на расстоянии $600 \text{ пк} < D < 1100 \text{ пк}$. Величины P_V и θ_G для этого облака находятся в хорошем согласии со значениями $P_V=1.52\%$ и $\theta_E=47^\circ$, полученными Т. А. Поляковой [24] для средней межзвездной линейной поляризации в направлении μ Сер ($D=580$ пк). В первых четырех столбцах табл. 3 содержатся также вычисленные параметры для второго облака. Отметим, что

облака нельзя поменять местами, так как это ведет к изменению знака круговой поляризации (см. формулу (2)).

Наиболее близкие к наблюдательным точкам теоретические кривые межзвездной линейной и круговой поляризации нанесены на рис. 5, а значения параметров a_0 , δ_0 , Ω и относительной лучевой концентрации пылинок в облаках $N_{d,1}/N_{d,1}$ приведены в табл. 3. В рамках принятой модели для HD 204827 получились значения $R_V=3.0$ и $\Delta\theta=\theta(i, \lambda) - \theta(i, \nu) = -3^\circ$. Согласие расчетов с наблюдениями можно считать удовлетворительным. Некоторые расхождения теории и наблюдений, по-видимому, могут быть устранены при рассмотрении более детальной модели, основанной на многоцветных фотометрических и поляризационных наблюдениях звезд, очень близких к HD 204827 в картинной плоскости.

6. *Заключение.* Основные результаты работы можно резюмировать следующим образом:

а) В рамках модели двухслойных (ядро—«астрономический силикат», оболочка—загрязненный лед) цилиндрических пылинок, частично ориентированных под действием механизма Дэвиса—Гринштейна, рассчитаны кривые межзвездной круговой поляризации $q(\lambda)$. Для двухоблачной среды исследовано влияние на кривые среднего размера пылинок в облаках, направления и степени их ориентации. Показано, что форма кривых $q(\lambda)$ и величина λ_c более всего чувствительны к значению параметра a_0 , в то время как параметры δ_0 и Ω оказывают на них незначительное влияние.

б) Изучена возможность практического применения дисперсионного соотношения (7) для расчета межзвездной круговой поляризации. Показано, что это соотношение дает удовлетворительную точность только вблизи экстремумов кривой межзвездной круговой поляризации.

в) В рамках двухоблачной модели проведена интерпретация наблюдений межзвездной линейной и круговой поляризации HD 204827. Параметры облаков определялись по фотометрическим и поляризационным наблюдениям окрестных звезд. Расхождение теории и наблюдений указывает на необходимость рассмотрения более детальной модели.

Автор благодарит Н. В. Вошинникова за критическое обсуждение и постоянное внимание.

Ленинградский государственный
университет

LIGHT EXTINCTION AND POLARIZATION BY DUST GRAINS IN THE INTERSTELLAR MEDIUM: THE INTERSTELLAR CIRCULAR POLARIZATION

А. Е. ИЛЬИН

The interstellar circular polarization wavelength dependence for core-mantle (astronomical silicate-dirty ice) cylindrical grains with Davies-Greenstein alignment is computed. The effect of the grain size and grain alignment variation are discussed. It has been found that the form of curves and the wavelength λ_c on which the circular polarization sign change is determined mainly by the grain size. It has been shown that Martin dispersion relation provides satisfactory precision for the circular polarization curve only if near its extremities. In the two cloud model the linear and circular polarization of HD 204827 are interpreted.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. G. Martin, B. Campbell, *Astrophys. J.*, 208, 727, 1976.
2. P. G. Martin, J. R. P. Angel, *Astrophys. J.*, 207, 126, 1976.
3. P. G. Martin, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 159, 179, 1972.
4. P. G. Martin, *Astrophys. J.*, 187, 461, 1974.
5. P. G. Martin, *Cosmic Dust*, Oxford Univ. Press, Oxford, 1978.
6. S. Codina-Landaberry, A. M. Magalhaes, *Astron. and Astrophys.*, 49, 407, 1976.
7. S. S. Hong, J. M. Greenberg, *Astron. and Astrophys.*, 88, 194, 1980.
8. Н. В. Вошинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин, *Астрофизика*, 24, 307, 1986.
9. Н. В. Вошинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин, *Астрофизика*, 24, 523, 1986.
10. В. Т. Draine, H. M. Lee, *Astrophys. J.*, 285, 89, 1984.
11. Н. В. Вошинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин, *Вестн. ЛГУ*, № 15, 67, 1985.
12. А. Е. Ильин, *Астрофизика*, 25, 197, 1986.
13. Л. Спитцер, *Физические процессы в межзвездной среде*, Мир, М., 1981.
14. P. G. Martin, *Astrophys. J.*, 201, 373, 1975.
15. Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер, *Машинные методы математических вычислений*, Мир, М., 1980.
16. A. Schulz, R. Lenzen, *Astron. and Astrophys.*, 121, 155, 1983.
17. D. Y. Gezari, M. Schmitz, J. M. Mead, *Catalog of Infrared Observations*, NASA Reference Publication, N 1118, 1984.
18. B. A. Wilking, M. J. Lebofsky, P. G. Martin, G. H. Rieke, J. C. Kemp, *Astrophys. J.*, 235, 905, 1980.
19. A. McCall, J. H. Hough, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 42, 141, 1980.
20. W. A. Hiltner, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 2, 389, 1956.
21. J. S. Hall, *Publ. Naval. Observ.*, 17, 275, 1958.
22. J. Krautter, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 39, 167, 1980.
23. V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald, *Publ. United States Naval Observ.*, 21, 1970.
24. Т. А. Полякова, *Астрофизика*, 10, 53, 1974.
25. W. A. Deutschman, R. J. Davis, R. E. Schild, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 30, 97, 1976.

УДК: 524.354.4—17:519.6

ВЛИЯНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО РАССЕЙНИЯ НА СРЕДНЮЮ
ФОРМУ ИМПУЛЬСА И ВИДИМЫЕ УГЛОВЫЕ РАЗМЕРЫ
ПУЛЬСАРА: ПРОГРАММА СТАТИСТИЧЕСКОГО
МОДЕЛИРОВАНИЯ

А. А. БОЧАРОВ

Поступила 20 июля 1986

Принята к печати 20 августа 1987

Рассмотрена программа для ЭВМ, позволяющая вычислять среднюю форму рассеянного импульса и видимый угловой размер из-за рассеяния в межзвездной среде с учетом ее статистической неоднородности по лучу зрения. Данная программа реализует алгоритм статистического моделирования, основанный на методе случайных «случевых» траекторий. Обсуждены возможности применения данной программы при интерпретации результатов наблюдений пульсаров.

1. *Введение.* Постоянное совершенствование аппаратуры для регистрации и обработки радиоастрономических данных создает предпосылки для более полной реализации уникальных возможностей, предоставляемых пульсарами в области диагностики межзвездной плазмы. Получаемые в настоящее время при многочастотных наблюдениях пульсаров с высоким временным разрешением объемы информации позволяют вплотную подойти к задаче «космической томографии» — восстановлению пространственного распределения ионизованного турбулентного вещества в Галактике.

Для решения этой, по сути своей обратной, задачи необходимо уметь решать прямую задачу — о распространении радиоизлучения пульсаров в межзвездной среде — в самой общей постановке, в частности, с учетом статистической неоднородности среды вдоль луча зрения на пульсар*. Между тем, до недавнего времени даже для статистического момента поля второго порядка — двухчастотной функции взаимной когерентности (ДФВК), определяющей средний профиль импульса и видимый угловой размер пульсара, имелось лишь несколько частных аналитических решений, полученных для простейших моделей: тонкого фазового экрана, ста-

* Напомним, что статистическая однородность среды означает не отсутствие случайных флуктуаций показателя преломления, а неизменность их статистических, т. е. усредненных, характеристик в пространстве.

статистически однородного протяженного слоя и т. д. Общее аналитическое представление для ДФВК и соответствующие выражения для связанных с ней характеристик с учетом статистической неоднородности среды вдоль луча зрения на пульсар и произвольном виде пространственного спектра неоднородностей было получено в [1]. Однако это решение имеет очень сложный вид, и его использование для практических целей затруднено. В [2] на основе обобщения и развития результатов работ [3—5] рассмотрен альтернативный подход к нахождению связанных с ДФВК характеристик — метод случайных «лучевых» траекторий (МСЛТ), который позволяет реализовать эффективные численные алгоритмы. В настоящей статье будет описана конкретная программа для ЭВМ, предназначенная для численного анализа рассеяния радиоизлучения в межзвездной среде, и рассмотрены возможности ее применения для интерпретации наблюдательных данных.

2. МСЛТ и численный алгоритм на его основе. Для статистического описания флуктуаций показателя преломления межзвездной среды используем автокорреляционную функцию (АКФ) неоднородностей:

$$R_n(\Delta r, \Delta z, z) = \langle \Delta n(\bar{r}, z) \Delta n(\bar{r} + \Delta \bar{r}, z + \Delta z) \rangle,$$

где Δn — флуктуирующая составляющая показателя преломления, ось z направлена от источника к наблюдателю, $\bar{r} = (x, y)$ — поперечная координата (среду считаем статистически однородной только в поперечном направлении, что отражает основную специфику задачи). Введем также ненормированную $A(\Delta \bar{r}, z)$ и нормированную $f(\Delta \bar{r}, z)$ «поперечную» АКФ неоднородностей:

$$A(\Delta \bar{r}, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_n(\Delta \bar{r}, \Delta z, z) d\Delta z, \quad f(\Delta \bar{r}, z) = A(\Delta \bar{r}, z) / A(0, z)$$

и связанные с ней две важные характеристики — коэффициент рассеяния $\beta(z)$ и средний квадрат флуктуаций фазы волны в геометрикооптическом приближении L :

$$\beta(z) = k^2 A(0, z), \quad L = \int_0^z \beta(z) dz,$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число.

Суть МСЛТ состоит во введении эквивалентной статистической модели — ансамбля случайных «лучевых» траекторий, состоящих из отрезков между последовательными точками рассеяния, где «луч» меняет свое

направление (рис. 1) [4]. Эти траектории удовлетворяют двум условиям. Во-первых, вероятность рассеяния пропорциональна величине $\beta(z)$ и, следовательно, число рассеяний на интервале $(0, z)$ имеет пуассоновское распределение с параметром L

$$q_n(z) = L^n e^{-L} / n! \quad (1)$$

Во-вторых, плотность распределения угловых отклонений «лучей» при каждом рассеянии $m(\bar{\theta}, z)$ связана с $f(\Delta r, z)$ преобразованием Фурье вида:

$$m(\bar{\theta}, z) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} f(\Delta r, z) \exp(ik\bar{\theta} \Delta r) d^2 \Delta r, \quad (2)$$

т. е. определяется по существу пространственным спектром неоднородностей.

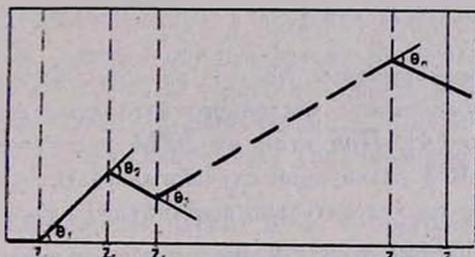


Рис. 1. Случайная лучевая траектория с n рассеяниями.

Угловой спектр рассеянного излучения $M(\bar{\theta})$, описывающий угловое распределение интенсивности и определяющий, в частности, видимые угловые размеры источника, в рамках МСЛТ определяется как плотность распределения результирующих угловых отклонений «лучей», прошедших расстояние z в среде. Функция рассеяния импульса (ФРИ) $P(t)$, характеризующая средний профиль рассеянного импульса, определяется как плотность распределения относительных временных запаздываний «лучей» из-за геометрического удлинения их траекторий (здесь мы не рассматриваем «рефракционную» составляющую ФРИ, роль которой на практике обычно не столь существенна, а ее учет не представляет затруднений [6, 7]). В случае точечного источника для «луча», рассеянного n раз в точках с координатами z_1, z_2, \dots, z_n на углы $\theta_1, \bar{\theta}_2, \dots, \theta_n$, результирующий угол рассеяния и относительное временное запаздывание определяются как [2, 4]

$$\bar{\theta} = \bar{\theta}_1 \frac{z_1}{z} + \bar{\theta}_2 \frac{z_2}{z} + \dots + \bar{\theta}_n \frac{z_n}{z}, \quad (3)$$

$$t = \frac{1}{2c} \left\{ (z_2 - z_1) \bar{\theta}_1^2 + (z_3 - z_2) (\bar{\theta}_1 + \bar{\theta}_2)^2 + \dots + (z - z_n) (\bar{\theta}_1 + \dots + \bar{\theta}_n)^2 - \right. \\ \left. - \frac{1}{z} [(z - z_1) \bar{\theta}_1 + \dots + (z - z_n) \bar{\theta}_n]^2 \right\}, \quad (4)$$

где c — скорость света. Применение МСЛТ для теоретического анализа и доказательство его полной эквивалентности используемому обычно подходу, основанному на решении уравнения для ДФВК в рамках малоуглового и марковского приближений, подробно рассмотрено в [2].

Определенную специфику МСЛТ приобретает в случае сильного или многократного рассеяния, когда $L \gg 1$, т. е. среднее число рассеяний каждого «луча» очень велико. При этом МСЛТ переходит в известный диффузионно-лучевой подход [8], и связанные с ДФВК характеристики рассеянного излучения определяются только коэффициентом диффузии

$$D(z) = \beta(z) \sigma^2(z), \quad (5)$$

где $\sigma^2(z)$ — дисперсия угловых отклонений «лучей» при рассеянии в точке z .

Основным преимуществом МСЛТ является возможность реализации на его основе эффективного численного алгоритма с использованием метода Монте-Карло [4]. При этом на ЭВМ просчитывается необходимое число ($N \approx 10^3 - 10^4$) реализаций случайных траекторий. Фактически, для каждой реализации последовательно формируются тройки случайных чисел $\{\Delta z_i, \bar{\theta}_i = (\theta_{ix}, \theta_{iy})\}$, пока текущее значение координаты z не станет равным расстоянию от источника до наблюдателя. Интервалы Δz_i между последовательными точками рассеяния имеют в соответствии с (1) экспоненциальное распределение, а проекции θ_{ix} и θ_{iy} угловых отклонений «луча» при каждом рассеянии — распределение, определяемое согласно (2) конкретным видом АКФ неоднородностей. Для каждой реализации по формулам (3) и (4) вычисляется результирующее угловое отклонение $\bar{\theta}^{(k)}$ и временное запаздывание $t^{(k)}$. После просчета всех траекторий проводится статистическая обработка результатов моделирования, в частности, для получения оценок углового спектра и ФРИ строятся соответствующие гистограммы

$$\hat{M}(\bar{\theta}) = \text{Hist} \{ \bar{\theta}^{(k)}, k = 1, N \}, \quad \hat{P}(t) = \text{Hist} \{ t^{(k)}, k = 1, N \}.$$

Необходимым дополнением к данному алгоритму является процедура «ускорения вычислений» [2]. Поскольку время счета пропорционально величине L , определяющей среднее число рассеяний каждого «луча», то при очень больших L , типичных, кстати, для наблюдений пульсаров на низких частотах ($f \lesssim 0.5$ ГГц), затраты машинного времени могут оказать-

ся недопустимо велики. Суть процедуры «ускорения вычислений» состоит в том, что при $L \gg 1$ искомые характеристики рассеянного излучения определяются только коэффициентом диффузии $D(z)$ (5) и можно искусственно уменьшить величину β , а, следовательно, число рассеяний, увеличив во столько же раз дисперсию угловых отклонений σ^2 . Обычно вполне достаточно ограничиться 50—80 рассеяниями, чтобы это не повлияло на окончательные результаты. Кроме того, при $L \gg 1$ независимо от конкретного вида АКФ неоднородностей можно использовать датчик нормальных случайных чисел для угловых отклонений «лучей». Данная процедура позволяет сократить до минимума затраты машинного времени.

3. *Программа статистического моделирования рассеяния радиоизлучения в межзвездной среде.* На основе рассмотренного выше алгоритма была составлена конкретная программа для ЭВМ, предназначенная для вычисления видимого углового размера источника и ФРИ из-за рассеяния радиоизлучения в статистически неоднородной по лучу зрения межзвездной среде. Расстояние между источником и наблюдателем при этом разбивается на элементарные отрезки, в пределах каждого из которых статистические параметры флуктуаций показателя преломления считаются постоянными. Общее число таких отрезков и длина каждого из них могут быть произвольными, так что любое заданное распределение рассеивающей среды по лучу зрения может быть аппроксимировано с необходимой точностью.

Основными задаваемыми параметрами в программе являются длина волны радиоизлучения λ , длина каждого элементарного отрезка Δl_k и соответствующие значения среднеквадратичного отклонения флуктуаций электронной концентрации Δn_{ek} и характерного размера неоднородностей a_k . В составленном варианте программы заложена гауссова АКФ неоднородностей, которой соответствует нормальное распределение угловых отклонений «лучей» при каждом рассеянии. Выбор гауссовой АКФ обусловлен тем, что, с одной стороны, точный вид АКФ неоднородностей межзвездной среды до сих пор окончательно не определен, а, с другой стороны, в представляющем для нас особый интерес режиме сильного рассеяния независимо от конкретного вида АКФ неоднородностей для угловых отклонений «лучей» можно принять нормальное распределение с соответствующим образом пересчитанной дисперсией (см. выше). Перед началом основного цикла моделирования для каждого элементарного отрезка на заданной длине волны вычисляются основные параметры: коэффициент рассеяния β_k , дисперсия угловых отклонений σ_k^2 и среднее число рассеяний $L_k = \beta_k \Delta l_k$, причем для гауссовой АКФ неоднородностей

$$\beta_k = \pi^{1/2} r_0^2 \Delta n_{ek}^2 a_k^2 \lambda, \quad \sigma_{kx}^2 = \sigma_{ky}^2 = \frac{1}{2} \sigma_k^2 = 1/2 \pi a_{kx}$$

где σ_{kx}^2 и σ_{ky}^2 — дисперсии проекций угловых отклонений „лучей“ на координатные плоскости, r_e — классический радиус электрона. Вычисленные величины β_k и σ_k являются параметрами датчиков псевдослучайных чисел, формирующих интервалы между точками рассеяния и угловые отклонения „лучей“ в этих точках; как только текущее значение координаты z для „луча“ превысит границу следующего элементарного отрезка, параметры датчиков меняются на β_{k+1} и σ_{k+1} .

В программу включена процедура «ускорения вычислений». Дополнительным задаваемым параметром является число $M \geq 50$ — предел сверху на среднее число рассеяний «луча» для каждого элементарного отрезка. Если $L_k \leq M$, то для данного отрезка процедура «ускорения вычислений» не используется. Если $L_k > M$, то происходит автоматический вызов процедуры, определяется коэффициент «ускорения вычислений» $h_k = L_k / M$, и при моделировании используются пересчитанные величины $\beta'_k = \beta_k / h$ и $\sigma'_k = \sigma_k \sqrt{h_k}$. Пример использования данной процедуры приведен на рис. 2. В качестве модели взят слой статистически однородной среды с такими параметрами, что $L = 500$. Вычисления проводились как без использования, так и с использованием процедуры «ускорения вычислений», причем в последнем случае коэффициент h был равен 10, т. е. $L' = 50$. Совпадение оценок ФРИ, полученных в обоих случаях, можно считать вполне удовлетворительным, хотя время счета было уменьшено на порядок.

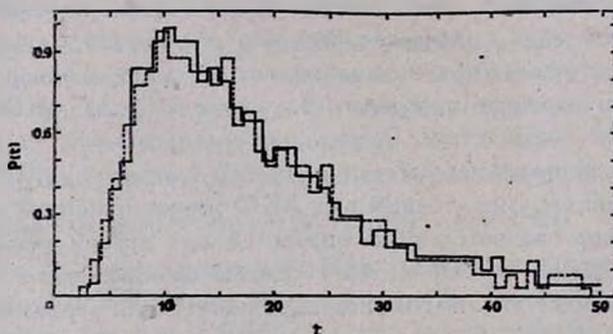


Рис. 2. Оценка среднего профиля рассеянного импульса пульсара для статистически однородной межзвездной среды. Сплошная линия — без использования процедуры «ускорения вычислений», $L = 500$; пунктирная линия — с использованием процедуры. $L' = 50$.

После завершения процесса моделирования проводится статистическая обработка полученных данных, и окончательные результаты выводятся на печать ЭВМ, в том числе и в графической форме. Для улучшения качества оценки ФРИ в программе предусмотрен сглаживающий цифровой фильтр.

Вопрос о точности получаемых результатов рассмотрен в [9]; в частности, при типичном значении $N \approx (5-10) \cdot 10^3$ реализаций траекторий относительная ошибка определения таких числовых характеристик, как видимый угловой размер источника или длительность рассеянного импульса, составляет около 1—2%.

Описанная программа может быть достаточно просто модифицирована, например, на случай статистической анизотропии или негауссовой АКФ среды. В нее легко можно включить, в частности, вычисление такой характеристики, как эволюция «кружка рассеяния» в пределах индивидуально-го импульса пульсара, что очень важно для интерпретации результатов радиоинтерферометрических наблюдений пульсаров [10].

4. Применение программы статистического моделирования. Описанная программа была разработана с целью получения дополнительных возможностей для анализа и интерпретации результатов наблюдений пульсаров на низких частотах, когда рассеяние играет существенную роль. Необходимо было сократить имевшийся, на наш взгляд, разрыв между постоянно увеличивающимся объемом наблюдательных данных и некоторым отставанием в области теоретического анализа межзвездного рассеяния радиоизлучения пульсаров. На основании экспериментальных данных сравнительно давно были сделаны выводы о достаточно сложных законах распределения рассеивающих неоднородностей в Галактике [11—13]; в то же время конкретизировать вид этих законов не представлялось возможным, поскольку аналитические результаты были получены лишь для нескольких простых моделей, а эффективных численных методов не существовало. Составленная нами программа дает возможность проверки различных гипотез о характере распределения рассеивающих неоднородностей в Галактике путем просчета самых разных моделей и сравнения получаемых результатов с экспериментальными данными.

Примером использования данной программы с целью астрофизической интерпретации наблюдательных данных являются результаты работы [14]. В этой работе на основе имеющихся данных о полосах декорреляции межзвездных мерцаний пульсаров была предпринята попытка восстановить усредненное пространственное распределение рассеивающих неоднородностей показателя преломления по Галактике. Полученное в [14] распределение представлено на рис. 3. Отметим, что данное распределение имеет достаточно сложный вид, и возможности его получения без использования описанной программы представляются весьма проблематичными. На основе проведенного анализа в [14] было отмечено отсутствие четко выраженной корреляции между распределением среднего значения электронной концентрации, получаемым по величинам мер дисперсии пульсаров, и распределением среднеквадратичных флуктуаций концентрации, по-

лучаемым из анализа полос декорреляции мерцаний пульсаров. Была выдвинута гипотеза, что за меру дисперсии и мерцания пульсаров ответственны различные фазы межзвездной среды.

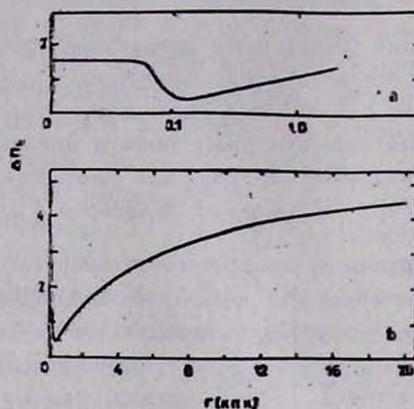


Рис. 3. Зависимость среднеквадратичного отклонения электронной концентрации от расстояния от Солнца; а — на начальном участке, б — на всем расстоянии; Δn_e дается в величинах 10^{-4} см^{-3} [14].

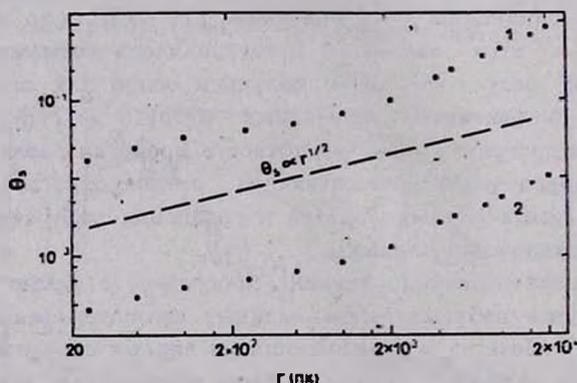


Рис. 4. Зависимость видимого углового размера пульсара (в угл. секундах) от расстояния для распределения $\Delta n_e(r)$ (рис. 3); 1 — для частоты 100 МГц, 2 — для 900 МГц.

На рис. 4 и 5 представлены зависимости видимого углового размера θ_s и длительности рассеянного импульса Δt_s пульсара (имеются в виду среднеквадратичные величины) от расстояния от Солнца, посчитанные с помощью рассмотренной программы для распределения, приведенного на рис. 3, для двух значений частоты — 100 и 900 МГц. (Напомним, что для статистически однородной среды $\theta_s \propto \sqrt{r}$, $\Delta t_s \propto r^2$). Сравнение получен-

ных теоретических зависимостей с новыми экспериментальными данными даст возможность проверки достоверности или уточнения основных результатов работы [14].

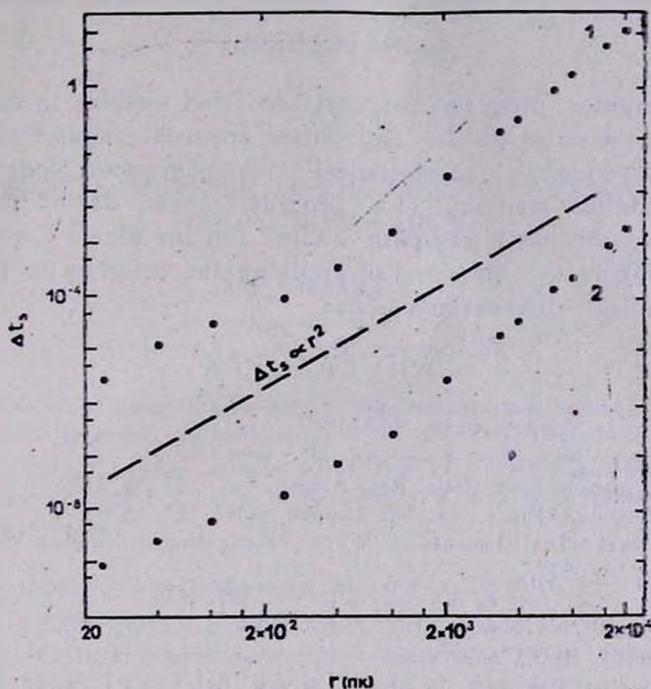


Рис. 5. Зависимость длительности рассеянного импульса пульсара (в секундах) от расстояния для распределения $\Delta n_e(r)$ (рис. 3); 1 — для частоты 100 МГц, 2 — для 900 МГц.

5. Заключение. В работе была подробно рассмотрена программа для теоретического расчета некоторых характеристик рассеянного в межзвездной среде радиоизлучения пульсаров с учетом статистической неоднородности среды. Использование данной программы при анализе и интерпретации наблюдательных данных может, на наш взгляд, дать новую информацию о свойствах межзвездной плазмы.

Наиболее актуальной задачей, связанной с дальнейшим развитием данной программы, нам представляется исследование возможностей разработки алгоритма решения обратной задачи — восстановления пространственного распределения рассеивающих неоднородностей показателя преломления межзвездной плазмы в Галактике (задачи «космической томографии»), составным элементом которого, как средством решения прямой задачи, являлась бы рассмотренная программа.

THE INFLUENCE OF THE INTERSTELLAR SCATTERING ON PULSAR MEAN PULSE SHAPE AND APPARENT ANGULAR SIZE: NUMERICAL SIMULATION COMPUTER PROGRAM

A. A. BOCHAROV

A computer program is considered that enables to calculate average scattered pulse profile and pulsar apparent angular size resulting due to scattering in the statistically inhomogeneous along the line-of-sight interstellar medium. This program makes use of the algorithm based on the stochastic ray-path method and the Monte-Carlo technique. The possibilities are discussed of applying the program to the interpretation of pulsar observational data.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бочаров, Астрон. ж., 64, 1004, 1987.
2. А. А. Бочаров, Изв. вузов. Радиофиз., 1988 (в печати).
3. I. P. Willtanson, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 157, 55, 1972.
4. I. P. Willtanson, Proc. Roy. Soc London, A342, 131, 1975.
5. B. J. Uscinski, The Elements of Wave Propagation in Random Media, McGraw-Hill, N. Y., 1977.
6. L. C. Lee, J. R. Jokipii, Astrophys. J., 201, 532, 1975.
7. B. J. Rickett, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 15, 479, 1977.
8. Л. А. Чернов, Волны в случайно-несоднородных средах, Наука, М., 1975.
9. А. А. Бочаров, Препр. Ин-та космич. исслед. АН СССР, Пр-978, 1985.
10. N. R. Vandenberg, Astrophys. J., 209, 573, 1976.
11. W. M. Cronin, Science, 168, 1453, 1970.
12. I. P. Willtanson, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 166, 499, 1974.
13. Ф. Г. Смит, Пульсары, Мир, М., 1979.
14. Н. Я. Шапировская, А. А. Бочаров, Астрон. ж., 63, 666, 1986.

УДК: 524.52

ДВУХФАЗНОСТЬ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ В ТУМАННОСТЯХ
ВОКРУГ КВАЗАРОВ

А. С. ЗЕНЦОВА

Поступила 15 июля 1986

Принята к печати 20 августа 1987

Показано, что для межзвездного газа в туманностях, окружающих квазары, выполняется условие тепловой неустойчивости, и газ должен распадаться на две фазы: холодные ($T \approx 10^4$ К) плотные облака и горячую ($T \approx 10^8$ К) разреженную среду. Оценены плотность, размер и масса образующихся в результате развития тепловой неустойчивости облаков.

1. В последние годы появляется все больше работ, посвященных исследованию протяженных с низкой поверхностной яркостью туманностей вокруг квазизвездных объектов [1—4]. Они обнаружены, например, у таких квазаров, как 3С 273, 3С 48, 3С 37.43. В среднем эти образования имеют размер $D = (90 \pm 30)$ кпк [1]. Для некоторых туманностей удалось получить оптический спектр [3, 4]. В нем обнаружены линии H_2 , [O III] λ 4959+5007, Ne III λ 3968. Характерная светимость туманностей в линии H_2 составляет $L_e \approx 3 \cdot 10^{41} - 10^{42}$ эрг/с, в линиях [O III] и Ne III приблизительно на порядок меньше [5]. В ряде работ [1, 6] были предприняты попытки выяснения природы протяженных туманностей вокруг квазаров и их характеристики сравнивались с характеристиками нормальных галактик. Обнаружение туманностей вокруг квазаров имеет большое значение прежде всего потому, что оно доказывает внегалактическую природу этих объектов.

В настоящее время стало ясно, что физические условия в межзвездном газе галактических систем вокруг квазаров должны существенно отличаться от таковых для межзвездного газа в нормальных галактиках. Это связано прежде всего с тем, что квазизвездный объект, находящийся в ядре галактики, является источником мощного УФ- и рентгеновского излучения, и процессы фотоионизации этим излучением газа, находящегося в подстилающей галактике, должны определять тепловой баланс последнего.

Вопрос о физических условиях в газе туманностей, окружающих квазары, интересен с различных точек зрения. Во-первых, этот вопрос является исходным пунктом в изучении проблемы особенностей звездообразования в активных галактиках и квазарах. Наблюдения последних лет как в УФ-, так и в ИК-диапазоне [7, 8] с определенностью свидетельствуют о том, что во внутренних областях этих объектов с радиусом $\sim (1 \div 3)$ кпк находится большое количество молодых звезд. Так, например, характерные наблюдательные свойства сейфертовских галактик в ИК-диапазоне могут быть объяснены, если принять, что скорость звездообразования в их внутренних областях значительно превосходит скорость образования звезд в нормальных галактиках [7]. Таким образом, возникает проблема объяснения взаимосвязи активности ядер галактик со вспышками звездообразования в их внутренних областях. Процессы образования звезд, как известно, существенно зависят от условий в межзвездном газе, в котором согласно современным представлениям они формируются. Отсюда следует важность изучения физических условий в межзвездном газе активных галактик. С другой стороны, этот вопрос важен с наблюдательной точки зрения. В частности, получение спектра излучения туманностей вокруг квазаров поставило вопрос о его интерпретации. Следует отметить, что относительные интенсивности линий $H\beta$, [O III] и Ne III практически совпадают с относительными интенсивностями этих же линий в спектрах ядер сейфертовских галактик. Это указывает, что температура газа в областях, излучающих указанные линии, в туманностях вокруг квазаров $T \simeq 10^4$ К, а условия в них близки к условиям в эмиссионных облаках ядер активных галактик.

Цель настоящей работы — показать, что газ, находящийся в квазизвездных системах, содержащих квазары, должен распадаться на две фазы, находящиеся в равновесии по давлению: холодные ($T \simeq 10^4$ К) плотные облака и горячий ($T \simeq 10^8$ К) разреженный газ. Эмиссионные оптические спектры ядер сейфертовских галактик и квазаров указывают на существование в них холодных ($T \simeq 10^4$ К) плотных (с плотностью $n = 10^9 \div 10^{10}$ см $^{-3}$) облаков, а условие удержания облаков от расплывания требует наличия в ядре горячего ($T \geq 10^8$ К) межоблачного газа с плотностью $n = 10^4 \div 10^8$ см $^{-3}$ [9]. Вопрос о возможности существования такой двухфазной среды был рассмотрен применительно к ядрам активных галактик в работе [10]. В настоящей работе исследован вопрос о тепловой неустойчивости газа в туманностях вокруг квазаров.

2. *Рассмотрим вопрос* о физических условиях в оптически тонком газе, находящемся в окрестности источника УФ- и рентгеновского излучения постоянной светимости L со степенным спектром. Будем считать, что газ находится в галактической системе, обладающей сферической симметрией.

Равновесная степень ионизации i атомов сорта j определяется условием детального равновесия

$$\tilde{\xi}_{ij} n_i^j + C_{ij}(T) n_i^j / n_e = n_e n_i^{j+1} \alpha_{ij}(T), \quad (1)$$

где $\tilde{\xi}_{ij} = \int_{E_{ij}}^{\infty} \sigma_{ij}(E) \frac{I(E, R)}{E} dE$ — коэффициент фотоионизации, $C_{ij}(T)$ — коэффициент столкновительной ионизации, $\alpha_{ij}(T)$ — коэффициент рекомбинации, $\sigma_{ij}(E) = 6 \cdot 10^{-18} z^{-2} \left(\frac{E_{ij}}{E}\right)^3$ — сечение фотоионизации, E_{ij} — энергия ионизации данного иона. Температура газа в условиях теплового равновесия определяется уравнением теплового баланса:

$$\sum_{i,j} n_i^j \Gamma_{ij} + n_e \Gamma_e = \sum_{i,j} n_e n_i^j \Lambda_{ij}(T) + n_e^2 \Lambda_B(T). \quad (2)$$

Разделим обе части (2) на n_e^2 и обозначим правую часть Λ_n , левую $\frac{\Gamma_n}{n_e}$. В (2) Γ_{ij} и Γ_e — скорости нагрева газа, обусловленные фотоионизацией и комптоновскими процессами,

$$\Gamma_{ij} = \int_{E_{ij}}^{\infty} \sigma_{ij}(E) \frac{I(E, R)}{E} (\epsilon - E_{ij}) d\epsilon; \quad \Gamma_e = \frac{\sigma_T L}{4\pi R^2} \frac{(\bar{E} - 4kT)}{m_e c^2},$$

\bar{E} — средняя энергия квантов, первый член в правой части уравнения (2) определяет потери энергии, обусловленные излучением в линиях и при рекомбинациях, второй — потери энергии, определяемые излучением в непрерывном спектре, $I(E)$ — спектральный поток, $I(E) \propto \propto E^{-\alpha}$.

Легко видеть, что если источник излучения имеет степенной спектр, то величины, входящие в уравнения (1) и (2), $\frac{\tilde{\xi}_{ij}}{n_e}, \frac{\Gamma_n}{n_e}, \frac{n_i^j}{n_e}, T$, зависят от двух параметров [11] z и $\xi = \frac{L}{R^2 n_e} \left(L = \int_{13.6 \text{ эВ}}^{\infty} L_e dE, R \right.$ — расстояние элемента газа от источника). Таким образом, равновесная температура плазмы, находящейся в окрестности источника ионизирующего излучения, определяется при фиксированном показателе

спектра α одним параметром ξ . Скорость потери энергии оптически тонкой плазмой с химическим составом, близким к солнечному, в функции температуры $\Lambda_n(T)$ была вычислена в работе [12] с учетом излучения в линиях всех элементов вплоть до Ni. Результаты расчета представлены в [12] в виде графиков. Согласно [12] $\Lambda_n(T)$ растет с температурой при $T \ll 2 \cdot 10^5$ К, достигает максимума при $T \simeq 2 \cdot 10^5$ К, после чего убывает вследствие растущей с температурой ионизации газа.

Интересно рассматривать свойства газа в условиях, отличающихся от условий теплового равновесия. Введем, следуя Филду [13], функцию

$$Q(T) = \Lambda_n - \frac{\Gamma_n}{n_e}. \quad (3)$$

Как показал Филд, рассматривая задачу о тепловой неустойчивости оптически тонкой плазмы, функция Q определяет поведение малых изобарических возмущений. Эти возмущения растут со временем, то есть имеет место тепловая неустойчивость, если [13]

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_p < 0. \quad (4)$$

В рассматриваемом нами случае зависимость Q от температуры при фиксированном значении параметра ξ , определяющего скорость нагрева плазмы, легко может быть найдена, так как функция Λ_n известна из расчетов, результаты которых представлены в [12], а $\frac{\Gamma_n}{n_e}$ имеет простой вид:

$\frac{\Gamma_n}{n_e} = C_1 \xi$ ($C_1 = \text{const}$). Следует только заметить, что при рассмотрении изобарических возмущений удобно перейти от параметра ξ к новому параметру Ξ , равному с точностью до некоторой постоянной C_2 ($C_2 = 1$ для водородной плазмы и $C_2 \sim 1$ для газа с нормальным химическим составом) отношению давления излучения к газовому давлению, $\Xi = \frac{L}{4\pi R^2 n_e k T c}$. Связь Ξ с ξ имеет вид: $\Xi = \frac{\xi}{4\pi k T c}$. Пола-

гая значение параметра Ξ постоянным, мы тем самым фиксируем и давление газа P при постоянном потоке излучения на данном расстоянии от источника. Зависимость функции $Q(T)$ от температуры при различных значениях параметров Ξ и α представлена в виде графиков в работе Кролика и др. [10]. Как известно, спектр коротковолнового излучения ($E \lesssim 10$ кэВ) квазаров и сейфертовских галактик хорошо аппроксимируется степенной функцией с показателем $\alpha = 1.4 \pm 0.2$ [9].

Согласно [10] $\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_p < 0$, т. е. $\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_\Xi < 0$ в широком интервале температур $10^6 \text{ K} \lesssim T \lesssim 10^7 \text{ K}$ при $0.4 < \Xi < 10$ и $\alpha = 1.5$, и при этих условиях в газе растут малые возмущения плотности. Таким образом, если в ядре галактики, ранее не проявляющей большой активности ядра, произошло увеличение светимости центрального источника и его мощность возросла на много порядков, $L = 10^{43} + 10^{44} \text{ эрг/с}$, то при нагреве газа до температуры $T \gtrsim 10^6 \text{ K}$ (при $0.4 \leq \Xi \leq 10$) он с неизбежностью оказывается неустойчивым. Характерное время нагрева газа до температуры $T \sim 10^6 \text{ K}$ в рассматриваемых условиях порядка* [14]

$$t \simeq 10^7 \left(\frac{T}{10^6 \text{ K}}\right)^{5/2} \left(\frac{n_e}{10^{-2} \text{ см}^{-3}}\right)^{-1} \text{ лет.} \quad (5)$$

Появление двухфазной среды и нелинейный рост возмущений может быть прослежен с помощью численного моделирования, однако так как значения равновесной температуры и плотности горячей и холодной фаз зависят только от свойств источника нагрева и механизмов охлаждения среды, то они могут быть получены и без трудоемких вычислений. Для этого достаточно определить стационарную температуру газа T из уравнений (1) и (2), зависящую от параметра Ξ . Зависимость T от Ξ для значений $\alpha = 1.5, 2.5$ была получена в работе [10]. На рис. 1 представлена функция $T(\Xi)$ при $\alpha = 1.3$. Из него видно, что одной и той же скорости нагрева газа отвечают три стационарных состояния с различной температурой T_1, T_2 и T_3 , причем интервал T_1, T_2 тем меньше, чем больше Ξ , а следовательно, и скорость нагрева газа, в соответствии со свойствами функции Λ_n , полученными в [12]. Область AD — область тепловой неустойчивости. Действительно, в ней $\frac{dT}{d\Xi} < 0$, что дает $\frac{dP}{dT} > 0$ или

$$\frac{dP}{dT} < -\frac{P}{T}. \text{ С другой стороны, рассматривая последовательность ста-$$

ционарных состояний с различной плотностью, имеем $dQ = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_p dT +$

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_T dp, \text{ т. е. } \frac{dQ}{dT} = -\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_T \text{ и, используя условие тепловой}$$

неустойчивости $\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_p < 0$, получаем также $\frac{dQ}{dT} < -\frac{P}{T}$. Следова-

тельно, условие $\frac{dT}{d\Xi} < 0$ эквивалентно условию тепловой неустойчи-

вости. Функция $T(\Xi)$ слабо зависит от α .

* Формула (5) справедлива при $T \leq 10^6 \text{ K}$ (см. [14]).

Область устойчивых состояний АВ определяет область допустимых значений температуры горячей фазы: от минимального его значения T_{\min}^h , достигаемого в состоянии А, до максимального T_{\max}^h , в состоянии В, а область С — интервал допустимых значений холодной фазы: T_{\min}^c в состоянии С и T_{\max}^c в В. Зная значения параметра Ξ в состояниях А и В, находим соответствующую интервалам T_{\max}^h , T_{\min}^h и T_{\max}^c , T_{\min}^c область допустимых значений плотности горячей и холодной фаз для всех Ξ из интервала $0.4 < \Xi < 10$:

$$\begin{aligned} 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3} &\approx n_{\min}^h \leq n^h \leq n_{\max}^h = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-3}, \\ 1 \text{ см}^{-3} &\approx n_{\min}^c \leq n^c \leq n_{\max}^c \approx 3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}. \end{aligned} \quad (6)$$

Очевидно, что эти величины не зависят от плотности невозмущенной среды и от параметров первоначальных возмущений, а определяются только свойствами источников нагрева и механизмов охлаждения газа.

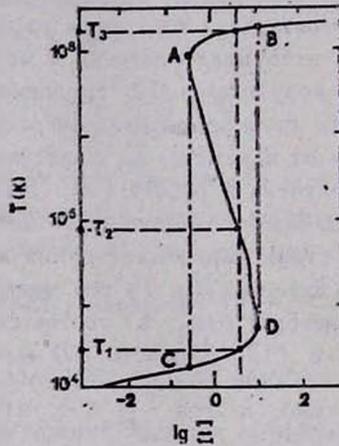


Рис. 1. Стационарная температура газа n функция ионизационного параметра Ξ для «стандартного» источника со степенным спектром с показателем $\alpha = 1.3$ в диапазоне 2000 А — 10 кэВ.

3. Определим теперь, на каком расстоянии от центрального источника газ неустойчив и распадается на две фазы. Для источника со степенным спектром с $\alpha = 1.5$ газ неустойчив в области, где параметр Ξ заключен в интервале $0.4 \leq \Xi \leq 10$. Для определения внешнего и внутреннего радиусов двухфазной зоны необходимо знать закон изменения плотности газа с радиусом $n(R)$. Поскольку вопрос о динамике газа в оболочках квазаров остается открытым (см., например, [15]), мы рассмотрим две простейшие модели. В первой примем, что газ находится в гидростатическом равновесии в гравитационном поле галактики и мощность источников на-

травы убывает с расстоянием по закону $\sim R^{-2}$, тогда $n(R) = n(R_0) \times \left(\frac{R_0}{R}\right)$. Из условия $0.4 \leq \bar{z} < 10$ получаем для внутреннего и внешнего радиусов двухфазной зоны в галактике

$$R_{in} = 3 \left(\frac{L}{10^{46} \text{ эрг/с}} \right) \left(\frac{n(R_0)}{10^{-2} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{R_0}{1 \text{ кпк}} \right)^{-1} \text{ кпк},$$

$$R_{out} = 30 \left(\frac{L}{10^{46} \text{ эрг/с}} \right) \left(\frac{n(R_0)}{10^{-2} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{R_0}{1 \text{ кпк}} \right)^{-1} \text{ кпк}. \quad (7)$$

Во второй модели примем, что газ движется от центра со скоростью, убывающей к периферии по закону: $v(R) \sim R^{-1.2}$ [16]. В этом случае плотность газа изменяется как $n(R) = n(R_0) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3.2}$, так что внутренний и внешний радиусы двухфазной зоны равны соответственно

$$R_{in} = 0.1 \left(\frac{L}{10^{45} \text{ эрг/с}} \right)^2 \left(\frac{n(R_0)}{10^{-2} \text{ см}^{-3}} \right)^{-2} \left(\frac{R_0}{1 \text{ кпк}} \right)^{-3} \text{ кпк},$$

$$R_{out} = 10 \left(\frac{L}{10^{45} \text{ эрг/с}} \right)^2 \left(\frac{n(R_0)}{10^{-2} \text{ см}^{-3}} \right)^{-2} \left(\frac{R_0}{1 \text{ кпк}} \right)^{-3} \text{ кпк}. \quad (8)$$

Из формулы (8) следует, что у квазаров, таких, как 3С 273 и 3С 48, обладающих большой светимостью в УФ-диапазоне, у которых обнаружены туманности, внешний радиус двухфазной зоны должен быть весьма велик, $R \geq 30$ кпк, что находится в согласии с наблюдательными данными [1].

Размер образующихся холодных облаков, существующих в равновесии по давлению с окружающим его горячим газом с температурой T_h , ограничен снизу критическим размером, определяемым процессами теплопроводности λ_T . Коротковолновые возмущения с $\lambda < \lambda_T$ затухают вследствие электронной теплопроводности. Критическим является размер возмущения, для которого потери энергии посредством излучения равны потоку энергии, обусловленному теплопроводностью:

$$\lambda_T \simeq \left(\frac{x T_h}{n^2 \Lambda(T)} \right)^{1/2} \simeq 10^{21} \left(\frac{T_h}{10^8 \text{ К}} \right)^{3/2} \left(\frac{n}{10^{-2} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1} \text{ см}, \quad (9)$$

где $x \simeq 2 \cdot 10^{-4} T^{5.2} (\ln \Lambda)^{-1} \frac{\text{эрг}}{\text{с К см}}$ — коэффициент электронной теплопроводности плазмы. Итак, размер облаков превышает λ_T .

Будем считать, что облака, дающие эмиссионные линии в спектрах туманностей вокруг квазаров, возникли в результате развития тепловой неустойчивости. Оценим плотность и размер облаков. Для полной светимости облаков в линии имеем

$$L_c = E_c n_c^2 V_c = E_c n_c^2 \varepsilon V, \quad (10)$$

где E_c — светимость единицы объема облака, прозрачного для излучения, V_c — полный объем газа, V — объем области, занимаемой облаками, ε — скважность. Условие равновесия по давлению холодной и горячей фазы дает

$$n_c T_c = n_h T_h \quad (11)$$

или $\frac{n_c}{n_h} \simeq 10^4$. Для плотности облаков и межоблачной среды имеем

$$n_c \varepsilon + n_h (1 - \varepsilon) = \bar{n}, \quad (12)$$

где \bar{n} — средняя плотность газа в галактике на данном расстоянии. Принимая, что характерная светимость туманностей вокруг квазаров в линиях [O III] составляет $2 \cdot 10^{41}$ эрг/с [5] и считая область излучения линии сферической, получаем следующее решение системы уравнений (10)—(12):

$$\begin{aligned} n_c &\simeq 1 \left(\frac{\bar{n}}{10^{-3} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1} \text{ см}^{-3}, \\ \varepsilon &\simeq 10^{-4} \left(\frac{\bar{n}}{10^{-3} \text{ см}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{R_{\text{out}}}{30 \text{ кпк}} \right)^{-3}. \end{aligned} \quad (13)$$

Отсюда масса газа, излучающего линии [O III], порядка

$$M_c \simeq 2 \cdot 10^3 \left(\frac{\bar{n}}{10^{-3} \text{ см}^{-3}} \right) M_{\odot}. \quad (14)$$

Для числа облаков получаем

$$N_c < \frac{\varepsilon R_0^3}{\lambda^3 T} \simeq 10^2 \left(\frac{\bar{n}}{10^{-3} \text{ см}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{T_h}{10^8 \text{ К}} \right)^{-9/2} \left(\frac{n}{10^{-2} \text{ см}^{-3}} \right)^3. \quad (15)$$

Характерное время развития тепловой неустойчивости порядка времени охлаждения газа посредством излучения

$$t_T \simeq \frac{3nkT_h}{\Lambda_n n^2} \simeq 6 \cdot 10^9 \left(\frac{T_h}{10^8 \text{ К}} \right)^{1/2} \left(\frac{n}{10^{-2} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1} \text{ лет}. \quad (16)$$

Оно меньше космологического возраста при $n \gtrsim 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и $T_h \simeq \simeq 10^8 \text{ К}$. Таким образом, межзвездный газ в галактической системе, окружающей квазар, должен существовать в форме двух фаз: горячей ($T_h \approx \approx 10^8 \text{ К}$) разреженной среды и погруженных в нее холодных ($T_c \approx 10^4 \text{ К}$) плотных облаков. Для квазизвездных систем, у которых светимость в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах велика, $L \approx 10^{45} \div 10^{48}$

эрг/с, зона двухфазной среды должна охватывать основную долю объема галактики. Для активных галактик со светимостью в указанном диапазоне $L \leq 10^{43}$ эрг/с размер двухфазной зоны не должен превосходить $R_0 \approx 100$ пк.

Автор выражает благодарность проф. В. Г. Горбацкому за полезное обсуждение работы.

Физико-технический ин-т
им. А. Ф. Иоффе

THE TWO PHASES IN THE INTERSTELLAR MEDIA IN THE NEBULAE NEAR QUASARS

A. S. ZENTSOVA

It is shown that the interstellar gas in the nebulae near quasars is unstable for the thermal instability and it desintegrates into two phases: cold ($T \simeq 10^4$ K) dense clouds and hot ($T \simeq 10^8$ K) rarefied media. The density, radius and mass for the clouds formed as a result of thermal instability are estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Wyckoff, P. Wahinger, T. Gehren, *Astrophys. J.*, 247, 750, 1981.
2. M. Malkan, B. Margon, G. Chanan, *Astrophys. J.*, 280, 66, 1984.
3. S. Wyckoff, D. Morton, A. Boksenberg, *Astrophys. J.*, 242, L59, 1980.
4. J. Baldwin, R. Carswell, E. Wampler, H. Smith, *Astrophys. J.*, 236, 383, 1980.
5. T. Boronson, J. Oke, K. Green, *Astrophys. J.*, 288, 32, 1982.
6. Б. В. Колберг, *Астрон. ж.*, 81, 1048, 1984.
7. C. Telesko, E. Becklin, C. Wynn-Williams, D. Harper, *Astrophys. J.*, 282, 427, 1984.
8. W. Stein, B. Solfer, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 21, 177, 1983.
9. K. Davidson, H. Netzer, *Rev. Modern Phys.*, 61, 715, 1979.
10. J. Krolik, C. McKee, C. Tarter, *Astrophys. J.*, 249, 422, 1981.
11. J. Buff, R. McCray, *Astrophys. J.*, 189, 147, 1974.
12. D. Cox, J. Raymond, B. Smith, *Astrophys. J.*, 204, 290, 1976.
13. G. Field, *Astrophys. J.*, 142, 531, 1965.
14. Е. В. Лесюч, Р. А. Сюняев, *Астрон. ж.*, 48, 461, 1971.
15. M. Begelman, *Astrophys. J.*, 297, 492, 1985.
16. В. П. Гринин, Письма в *Астрон. ж.*, 10, 643, 1984.

УДК: 52—6

ПРОЦЕССЫ ОБМЕНА ЭНЕРГИЯМИ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ И ФОТОНАМИ ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ПОЛЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВСТРЕЧАЮЩИХСЯ В НЕКОТОРЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ. II

Г. Т. ТЕР-КАЗАРЯН

Поступила 7 июля 1984

Пересмотрена 10 июля 1987

На основе методов, развитых в работе [1], в данной статье рассмотрена частная задача о релаксации неравновесного изотропного излучения при взаимодействии с нерелятивистским невырожденным электронным газом посредством многофотонного комптоновского рассеяния при параметре интенсивности $\xi \ll 1$. Исследованы: кинетическое уравнение, описывающее изменение во времени функции распределения фотонов; уравнения, описывающие изменение во времени полной энергии обмена; нагрев и охлаждение электронного газа. Получена зависимость электронной температуры от времени. Для квазара 3C 273 приведены оценки величин, характеризующих многофотонную комптонизацию: а) число рассеяний в единице объема в единичном интервале времени, б) время релаксации функции распределения фотонов, в) оптическая толщина газового слоя, увеличение времени жизни кванта внутри излучательной области, г) эффективность комптонизации с точки зрения процессов энергообмена по сравнению с тормозными процессами.

1. Введение. Как было отмечено в первой части [1] настоящей работы, открытие мощных компактных источников низкочастотного излучения в некоторых астрофизических объектах привлекает внимание к процессам энергообмена между электронным и фотонным газами при интенсивных полях излучения посредством механизма многофотонного комптоновского рассеяния. Взаимодействие излучения (с яркостной температурой $k_B T_b \gg mc^2$) с более холодными электронами сопровождается отдачей энергии, в результате чего спектр излучения претерпевает сильное изменение в области низких частот. При условиях $\xi \gg 1$ и $s \gg 1$ (ξ — параметр интенсивности поля излучения, s — число начальных низкочастотных фотонов, превращающихся при элементарном акте рассеяния в один конечный жесткий фотон) вклад s —фотонного индуцированного взаимодействия может намного превышать вклад однофотонного индуцированного взаимодействия. В работе [1] была рассмотрена нерелятивистская задача «А» — о релак-

сации неравновесного изотропного интенсивного излучения посредством многофотонного комптоновского рассеяния на частицах невырожденного электронного газа. Поскольку рассеяние излучения на электроне приводит к перераспределению энергии и интенсивности по спектру, то предметом исследования здесь явилось неравновесное число заполнения квантов частоты ω . При этом допускалось, что каждый элементарный акт взаимодействия сопровождается лишь малым изменением первоначального состояния электрона. Поэтому электроны принимались как частицы тяжелой примеси, находящиеся в фотонном газе. Вследствие столкновений между собой и ядрами электроны блуждают в пространстве импульсов, а также систематически подвергаются торможениям. Функцию распределения электронов по импульсам в стационарном состоянии можно считать гауссовой случайной функцией, которая в изотропном случае тождественно совпадает с максвелловской функцией распределения по энергиям. Было получено и анализировано кинетическое дифференциальное уравнение, описывающее изменение во времени функции распределения квантов неравновесного изотропного интенсивного излучения с широким, по сравнению с доплеровским профилем, спектром ($\delta \gg \omega_{DS} = \omega_s \sqrt{2k_B T_e / mc^2}$, где $\omega_s = s^* \omega$, $s^* = s + \frac{v^2}{2}(1 - \cos \theta)$, θ — угол рассеяния). Перестройка спектра описывается уравнением (1.17) [1]. Отдельные члены, входящие в правую часть этого уравнения, имеют следующий физический смысл: 1) член, пропорциональный функции распределения фотонов $n(\omega, t)$, описывает уменьшение числа и энергии квантов и нагрев электронов при спонтанном многофотонном комптоновском рассеянии; 2) член, пропорциональный производной $\frac{\partial n(\omega, t)}{\partial \omega}$, характеризует диффузию фотонов преимущественно вверх по энергетической оси и охлаждение электронов; 3) член, пропорциональный величине $n^2(\omega, t)$, описывает нагрев электронов и уменьшение частоты квантов при многофотонном индуцированном комптоновском взаимодействии.

Нагрев тепловых электронов при их взаимодействии с низкочастотным радиоизлучением квазаров и радиопульсаров может играть существенную роль в тепловом балансе газа, окружающего компактные радиоисточники или находящегося внутри них. При достаточной плотности электронов расход энергии излучения на нагрев газа становится существенным. Следовательно, сопровождающая нагрев газа диффузия квантов по энергетической оси в длинноволновом направлении, должна приводить к заметным искажениям спектра. В случае учета одного лишь механизма однофотонного комптоновского рассеяния при определенных физических условиях в системе фотонов, испытывающих рассеяние без поглощения,

происходит накопление квантов в области сверхнизких частот [2]. Этот процесс нелинейный, и его протекание существенно зависит от вида начальной функции распределения квантов. При температуре фотонного газа $T_1 > T_0$ процесс установления равновесия в системе имеет характер бозе-конденсации. В области самых малых частот процесс поглощения протекает быстрее процесса бозе-конденсации. С другой стороны, учет многофотонного комптоновского взаимодействия противодействует бозе-конденсации. Из-за этого число низкочастотных фотонов резко уменьшается. Этот процесс сопровождается увеличением числа жестких фотонов в коротковолновой части спектра. Тем самым в системе устанавливается своеобразный баланс.

Мы сочли необходимым в настоящей второй части нашего исследования дать детальный анализ взаимодействия фотонного и электронного газов при сравнительно слабых полях излучения ($\xi \ll 1$), но все же достаточно интенсивных для обеспечения реализации многофотонных процессов для малых гармоник. Это может соответствовать физическим условиям в некоторых астрофизических объектах — в ядрах сейфертовских галактик и квазарах. Около 90% всей излучаемой квазарами и ядрами сейфертовских галактик энергии приходится на диапазон $50 \div 350 \mu m$ [9]. Как известно, существующие оценки приводят для квазара 3C 273 и ему подобных к грандиозной инфракрасной светимости $L \simeq 6 \cdot 10^{48}$ эрг/с. Даже если считать, что радиус излучательной области у них порядка $\sim 10^{17}$ см, для параметра интенсивности получим оценку $\xi^2 \simeq 1.75 \cdot 10^{-5}$. Конечно, в принятых условиях эффекты от многофотонных процессов имеют поправочный характер к однофотонному. В следующей, третьей части будет рассмотрен случай интенсивных полей излучения ($\xi \gg 1$), где они могут намного превысить вклад однофотонного комптоновского рассеяния.

Для анализа конкретных предельных случаев необходимо иметь явный вид величины $\frac{dW_s}{d \cos \theta}$ в нерелятивистском пределе, которая фигурирует в основных уравнениях работы [1]. Поэтому изложение начнем с вывода указанного выражения, которое будет использовано также в следующей статье.

Ниже используются обозначения, принятые в первой части настоящей работы.

2. Дифференциальная вероятность процесса. Чтобы получить выражение для величины $\frac{dW_s}{d \cos \theta}$, воспользуемся известной формулой дифференциальной вероятности процесса многофотонного комптоновского рассеяния (см., например, [11]):

$$dW_s(sk, q \rightarrow k', q') = \frac{e^2 m^2 c^3}{4\pi} \frac{d^3 k' d^3 q'}{q_0 q_0' \omega'} \delta^{(4)}(s\hbar k + q - q' - \hbar k') \times \\ \times \left\{ -2J_s^2(z) + \xi^2 \left[1 + \frac{(kk')^2}{2(kp)(kp')} \right] (J_{s+1}^2 + J_{s-1}^2 - 2J_s^2) \right\}, \quad (1)$$

в которой использованы обозначения

$$z = 2s \frac{\xi}{(1 + \xi)^{1/2}} \left[\frac{u}{u_s} \left(1 - \frac{u}{u_s} \right) \right]^{1/2}, \quad \frac{u}{u_s} = \frac{1 + \xi^2 (kk') m^2 c^4}{2s (kp)(kp')}, \quad (2)$$

а $J_s(z)$ — функция Бесселя 1-го рода. В выражениях (1), (2), производя соответствующие интегрирования и совершая переход к нерелятивистскому пределу, получим:

$$\frac{dW_s}{d \cos \theta} = \frac{e^2}{2c\hbar (2 + \xi^2)} \frac{(\omega')^2}{s\omega} \left\{ -4J_s^2(z) + 2\xi^2 (J_{s+1}^2 + J_{s-1}^2 - 2J_s^2) \right\}, \quad (3)$$

$$\frac{u}{u_s} = \frac{1 + \xi^2}{2} \frac{\omega'}{s\omega} (1 - \cos \theta). \quad (4)$$

При выводе (3) были использованы тождества

$$\delta^{(3)}(s\hbar \vec{k} + \vec{q} - \vec{q}' - \hbar \vec{k}') dq' = 1, \\ \delta(s\hbar\omega + q_0 - q_0' - \hbar\omega') d\hbar\omega' = \left| \frac{\partial}{\partial \hbar\omega'} (q_0 + \hbar\omega') \right|^{-1}, \quad (5) \\ \frac{1}{q_0 \omega'} \left| \frac{\partial}{\partial \hbar\omega'} (q_0 + \hbar\omega') \right|^{-1} = (s\omega q_0 \eta_{iq})^{-1},$$

где $\eta_{iq} = 1 - qk/q_0\omega$.

3. *Вероятность процесса.* Займемся изучением случая, когда интенсивность поля излучения сравнительно мала ($\xi \ll 1$). В этом случае можно прибегнуть к теории возмущений и разложить выражение (3) по степеням параметра интенсивности ξ . Здесь мы ограничимся разложением до шестого порядка ($\ll \xi^6$). Поскольку в выражении (3) основной член при не слишком больших s пропорционален величине ξ^{2s} , то в этом разложении величина s может принимать значения $s = 1, 2, 3$, т. е. в рассматриваемом приближении учитывается вклад только тех процессов, в которых электрон одновременно может поглощать один, два или три фотона. Для случая $s = 1$ из выражения (3) следует формула

$$\frac{dW_1}{d\mu} = \frac{3N_V}{8} \left[1 - \frac{\xi^2}{2} (1 + 2\mu) + \frac{\xi^4}{4} (1 + 2\mu + 3\mu^2) \right] \times \\ \times \left[2 - 4 \frac{u}{u_1} \left(1 - \frac{u}{u_1} \right) \right], \quad (6)$$

где $\mu = 1 - \cos \theta$. С учетом (4), ее можно привести к виду

$$\frac{1}{c\sigma_T} \frac{dW_1}{d\mu} = \frac{3N_V}{8} \left[(2 - 2\mu + \mu^2) - \xi^2 \left(1 + 3\mu - \frac{9}{2} \mu^2 + 2\mu^3 \right) + \right. \\ \left. + \xi^4 \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{2} \mu + \frac{17}{4} \mu^2 - \frac{13}{2} \mu^3 + \frac{5}{2} \mu^4 \right) \right], \quad (7)$$

а после интегрирования по углу рассеяния —

$$\frac{W_1}{c\sigma_T} = N_V \left(1 - 4 \frac{a}{x} + 12 \frac{a^2}{x^2} \right), \quad (8)$$

где величины x и a заданы формулой (1.3). Поступая аналогично, для случая $s = 2$ найдем соответственно:

$$\frac{1}{c\sigma_T} \frac{dW_2}{d\mu} = 3N_V \xi^2 \left[1 - \frac{\xi^2}{2} (1 + 2\mu) \right] \times \\ \times \left\{ \frac{u}{u_2} \left(1 - \frac{u}{u_2} \right) \left[2 - 4 \frac{u}{u_2} \left(1 - \frac{u}{u_2} \right) \right] \right\}, \quad (9)$$

$$\frac{1}{c\sigma_T} \frac{dW_2}{d\mu} = 3N_V \xi^2 \left[\mu - \frac{3}{2} \mu^2 + \mu^3 - \frac{\mu^4}{4} + \right. \\ \left. + \xi^2 \left(\frac{\mu}{2} - \frac{11}{4} \mu^2 + \frac{7}{2} \mu^3 - \frac{11}{8} \mu^4 + \frac{\mu^5}{4} \right) \right], \quad (10)$$

$$\frac{W_2}{c\sigma_T} = \frac{6N_V}{5} \frac{a}{x} \left(1 + 13 \frac{a}{x} \right). \quad (11)$$

А в случае $s = 3$ будем иметь

$$\frac{1}{c\sigma_T} \frac{dW_3}{d\mu} = N_V \frac{9 \cdot 81}{32} \xi^4 \left[\frac{u}{u_3} \left(1 - \frac{u}{u_3} \right) \right]^2 \left[2 - 4 \frac{u}{u_3} \left(1 - \frac{u}{u_3} \right) \right] \quad (12)$$

$$\frac{1}{c\sigma_T} \frac{dW_3}{d\mu} = N_V \frac{9 \cdot 81}{128} \xi^4 \left(2\mu^3 - 4\mu^3 + \frac{7}{2} \mu^4 - \frac{3}{2} \mu^5 + \frac{\mu^6}{4} \right), \quad (13)$$

$$\frac{W_3}{c\sigma_T} = 1.736 N_V \xi^4 = 1.736 N_V \frac{a^2}{x^2}. \quad (14)$$

При выводе выражений (6)—(14) было использовано также соотношение

$\left(1 + \frac{\xi^2 \mu}{2}\right) \frac{\omega'}{s_{01}} = 1$, вытекающее из формулы (1.4). В качестве примера укажем, что для квазара 3С 273 вероятности (8), (11) и (14) соответственно равны: $W_1/c\sigma_T \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $W_2/c\sigma_T \sim 4.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $W_3/c\sigma_T \sim 2.9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

4. *Кинетическое уравнение.* Подставляя (7), (10), (13) в уравнение (1.17) и выполняя соответствующие интегрирования, нетрудно получить кинетическое уравнение, описывающее изменение во времени функции распределения фотонов при их взаимодействии с электронами посредством S-фотонного комптоновского рассеяния

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial n}{\partial y}\right)_c = \sum_{s=1}^3 \left\{ g_s(x) n + \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 A_s(x) \left(\frac{\partial n}{\partial x_s} + n + n^2 \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{x^3} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 B_s(x) \left(\frac{\partial n}{\partial x_s} + n + n^2 \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{x^4} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 C_s \left(\frac{\partial n}{\partial x_s} + n + n^2 \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь приняты обозначения:

$$A_s(x) = \begin{pmatrix} 1 + \frac{a}{x} + 3.85 \frac{a^2}{x^2} \\ \frac{a}{x} \left(34.4 + 18.8 \frac{a}{x} \right) \\ 0.064 \frac{a^2}{x^2} \end{pmatrix}, \quad (16)$$

$$B_s(x) = -a \begin{pmatrix} 2.2 - 18.99 \frac{a}{x} \\ 1.49 \frac{a}{x} \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$C_s = 1.65 a^2 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad g_s(x) = -\frac{mc^2}{k_B T_e} \frac{a}{x} \begin{pmatrix} 0.5 - 0.9 \frac{a}{x} \\ 1.2 + 18.6 \frac{a}{x} \\ 3.47 \frac{a}{x} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Выражения (16) и (17) показывают, что при $\xi^2 \rightarrow 0$ уравнение (15) переходит в хорошо известное кинетическое уравнение Компанейца [3].

5. Уравнение, описывающее изменение во времени полной энергии обмена. Для определения функции $\Gamma(a, H)$ фигурирующей в (I.30), выражение (I.31) согласно теории возмущений можно разложить в ряд по степеням параметра интенсивности до шестого порядка и выполнить интегрирование по углу рассеяния. Однако, с использованием рассуждений, проведенных при выводе уравнения (I.30), проще непосредственно исходить из кинетического уравнения (15). Действительно, указанная процедура приводит к выражению

$$\Gamma(a, H) = \frac{15}{\pi^4} \frac{H}{H-1} \sum_{s=1}^3 \int_0^{\infty} dx \left\{ g_s \left(\frac{x}{H} \right) \frac{x^3}{e^x - 1} - \right. \\ \left. - \frac{H-s}{sH} \left[x \frac{d}{dx} \left(A_s \left(\frac{x}{H} \right) \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + H \frac{d}{dx} \left(B_s \left(\frac{x}{H} \right) \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \right) + H^2 \frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left(C_s \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \right) \right] \right\}. \quad (18)$$

Выполняя интегрирование в (18), с учетом (16)–(17) и подставляя результат в (I.30), приходим к уравнению:

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} = N_{\nu c s \tau} N_e U_1 \frac{k_B T_e - k_B T_\tau}{mc^2} \left\{ 4 + a \frac{k_B T_e}{k_B T_e - k_B T_\tau} \left[-0.63 \frac{mc^2}{k_B T_\tau} + \right. \right. \\ \left. \left. + 10.13 \frac{k_B T_e}{k_B T_\tau} - 18.58 + a \frac{k_B T_e}{k_B T_\tau} \left(-5.37 \frac{mc^2}{k_B T_\tau} + 7.57 \frac{k_B T_e}{k_B T_\tau} - 12.36 \right) \right] \right\}. \quad (19)$$

Естественно, что в предельном случае малой интенсивности поля излучения ($a \rightarrow 0$) уравнение (19) переходит в хорошо известное уравнение Уймана [5].

Интересно сравнить отвод энергии от электронов к квантам чисто тормозным и s -фотонными комптоновскими процессами ($s = 1, 2, 3$). Несложные вычисления, с помощью выражений (I.36), (I.37), (7), (10) и (13), приводят к оценке

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_c \left(\frac{dE}{dt} \right)_B = \frac{1.62 + 23.1 a^2 - 0.8 a}{2.16 + 48.2 \frac{a^2}{x_0} - 4.6 a} \ln^2 \frac{4}{\gamma x_0}. \quad (20)$$

6. Уравнение для средней энергии фотона. Уравнение, описывающее изменение во времени средней энергии фотона (в единицах $k_B T_e$), нетрудно получить из кинетического уравнения (15):

$$\begin{aligned} t_{7c} \frac{d}{dt} \langle x \rangle = & \sum_{s=1}^3 \left\{ \langle x g_s(x) \rangle - \langle x \rangle \langle g_s(x) \rangle + \right. \\ & + \frac{1}{s} \left[\left\langle \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} (x^4 A_s - x^2 C_s) \right\rangle + \langle x \rangle \left\langle \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} (x^2 B_s + 2x C_s) \right\rangle \right] - \\ & - \langle x^3 A_s - C_s \rangle - \langle x \rangle \left\langle B_s + 2 \frac{C_s}{x} \right\rangle - \\ & \left. - \langle x^2 A_s - C_s \rangle - \langle x \rangle \langle B_s + 2(C_s/x) \rangle \right\}. \end{aligned} \quad (21)$$

В нем использованы следующие обозначения:

$$\langle x \rangle = \sum_{k, \lambda} x n / \sum_{k, \lambda} n, \quad \langle x \rangle \langle x \rangle = \sum_{k, \lambda} x n^2 / \sum_{k, \lambda} n, \quad (22)$$

где $\hat{\lambda}$ -вектор поляризации фотона. Из выражений (16), (17) и уравнения (21) определим

$$\begin{aligned} t_{7c} \frac{d}{dt} \langle x \rangle = & x_1 \langle x \rangle - \langle x^2 \rangle - \langle \langle x^2 \rangle \rangle + x_2 \langle \langle x \rangle \rangle + x_3 + \\ & + x_4 \left\langle \frac{1}{x} \right\rangle + x_5 \langle x \rangle \left\langle \frac{1}{x} \right\rangle + x_6 \langle x \rangle \left\langle \frac{1}{x^2} \right\rangle - x_7 \langle x \rangle \langle \langle 1/x \rangle \rangle, \end{aligned} \quad (23)$$

где величины—

$$\begin{aligned} x_1 = & 4 - 33.2a + 2.2a \langle \langle 1 \rangle \rangle, \quad x_2 = 35.4a, \\ x_3 = & a \left[-1.7 \frac{mc^2}{k_B T_e} + 54.6 - 21.06a (1 + \langle \langle 1 \rangle \rangle) \right], \\ x_4 = & a^2 \left[-21.2 \frac{mc^2}{k_B T_e} + 23.24 \right], \quad x_5 = a \left[1.7 \frac{mc^2}{k_B T_e} - 4.4 - 14.2a \right], \\ x_6 = & a^2 \left[21.2 \frac{mc^2}{k_B T_e} + 21.55 \right], \quad x_7 = 14.2a^2. \end{aligned} \quad (24)$$

7. Нагрев и охлаждение электронного газа. Из соотношения (1.51) для изменения электронной температуры во времени имеем уравнение

$$k_B \frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3} (L_c^+ - L_c^-), \quad (25)$$

где величины L_c^+ и L_c^- даются формулами (1.52), (1.53). Когда интенсивность поля излучения сравнительно мала и учитывается вклад только комптоновского рассеяния (при $s = 1, 2, 3$), формулы (1.52) и (1.53), с учетом (7), (10), (13), приводятся к выражениям:

$$L_c^+ = \frac{N_V \tau_T}{mc} \int_0^\infty d\omega \left(\hbar \omega U_c + \pi^2 c^3 \frac{U_c^2}{\omega^2} \right) \left[1 + 95.4 \left(\frac{ak_B T_e}{\hbar \omega} \right) + 27.86 \left(\frac{ak_B T_e}{\hbar \omega} \right)^2 \right], \quad (26)$$

$$L_c^- = \frac{N_V \tau_T}{mc} \int_0^\infty d\omega U_c \left\{ 1 + \left(\frac{ak_B T_e}{\hbar \omega} \right) \left(-0.43 \frac{mc^2}{k_B T_e} + 13.65 \right) + \left(\frac{ak_B T_e}{\hbar \omega} \right)^2 \left(-5.29 \frac{mc^2}{k_B T_e} + 7.5 \right) \right\}. \quad (27)$$

Квезары и ядра сейфертовских галактик в диапазоне $50 \div 350 \mu m$, согласно [9], имеют следующий спектр:

$$U_\omega = \begin{cases} U_\omega(\omega_0) \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^{3.5} & \text{при } \omega < \omega_0, \\ U_\omega(\omega_0) \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^{3.5} & \text{при } \omega > \omega_0, \end{cases} \quad (28)$$

где $\omega_0 = 8\pi \cdot 10^{12}$ Гц. Выражение для спектра (28) показывает, что главный вклад в процессы нагрева (1.52) и охлаждения (1.53) дает узкая полоса частот вблизи ω_0 . Если L — светимость объекта в инфракрасной части спектра (28), то

$$U_\omega(\omega_0) \simeq \frac{L}{4\pi R^2 c \omega_0}, \quad (29)$$

где R — радиус излучательной области.

Из формул (26) и (27) найдем, что

$$L_c^+ = \rho_0^+, \quad (30)$$

$$L_c^- = -\rho_0^- + \rho_1^- T_e; \quad (31)$$

при этом введены обозначения:

$$\begin{aligned}
 \rho_0^+ &= \frac{N_V \sigma_T}{mc} U_\infty(\omega_0) [k\omega_0^2 (0.85 + 59.34 \xi^2 + 15.9 \xi^4) + \\
 &+ \frac{U_\infty(\omega_0)}{\omega_0} \pi^2 c^3 (0.29 + 29.67 \xi^2 + 9.75 \xi^4)], \\
 \rho_0^- &= \frac{N_V \sigma_T}{mc} 4U_\infty(\omega_0) \omega_0 mc^2 \xi^2 (0.17 + 2.07 \xi^2), \\
 \rho_1^- &= \frac{N_V \sigma_T}{mc} 4k_B U_\infty(\omega_0) (0.62 + 7.79 \xi^2 + 4.47 \xi^4).
 \end{aligned} \tag{32}$$

Поэтому уравнение (25) запишется в виде

$$\frac{dT_e}{dt} = \rho_0 - \rho_1 T_e, \tag{33}$$

где

$$\rho_0 = \frac{2}{3k_B} (\rho_0^+ + \rho_0^-), \quad \rho_1 = \frac{2}{3k_B} \rho_1^-. \tag{34}$$

Вокруг квазара 3С 273 имеется газ с мерой эмиссии $N_e^2 V < 10^{60} \text{ см}^{-3}$, температурой $T_e \sim 20\,000 \text{ К}$ и плотностью $N_e < 10^9 \text{ см}^{-3}$ [9]. Используя формулы (32) и (34), получим следующие оценки:

$$\begin{aligned}
 \rho_0 &= U_\infty(\omega_0) \frac{\text{см}^3 \text{К}}{c^2 \text{ эВ}} 10^{-2} \left(4.7 + U_\infty(\omega_0) \frac{\text{см}^3}{c \text{ эВ}} 9.3 \cdot 10^7 \right), \\
 \rho_1 &= U_\infty(\omega_0) \frac{\text{см}^3}{c^2 \text{ эВ}} 1.6 \cdot 10^{-6}.
 \end{aligned} \tag{35}$$

Общее решение уравнения (33) дается в виде

$$T_e = \frac{\rho_0}{\rho_1} \left[1 - \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_0} T_0 \right) e^{-\rho_1 t} \right]. \tag{36}$$

Постоянная T_0 определяется из начального условия $T_e(0) = T_0$. Формула (29), при $R \simeq 10^{17} \text{ см}$, дает оценку

$$U_\infty(\omega_0) \simeq 994.5 \frac{\text{эВ} \cdot c}{\text{см}^3}. \tag{37}$$

В этом случае

$$\begin{aligned}
 \rho_0 &= 366216.4 \frac{\text{К}}{c}, \\
 \rho_1 &= 0.0016 \cdot c^{-1}.
 \end{aligned} \tag{38}$$

8. *Оценки характерных величин.* Оценим величину некоторых характеристик многофотонной комптонизации.

а) Число рассеяний в единице объема и в единичном интервале времени характеризуется следующей частотой:

$$\nu_{cs} \simeq N_e c \sigma_T \left(\frac{W_s}{c \sigma_T} \right) \simeq 1.99 \cdot 10^{-14} N_e \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} \left(\frac{W_s}{c \sigma_T} \right). \quad (39)$$

Например, в случае квазара 3С 273 ($N_e \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$, $\xi^2 \simeq 1.75 \cdot 10^{-5}$) имеем:

$$\text{с см}^3 \nu_{c1} \simeq 1.989 \cdot 10^{11}, \quad \text{с см}^3 \nu_{c2} \simeq 8.6 \cdot 10^{13}, \quad \text{с см}^3 \nu_{c3} \simeq 3.4.$$

б) Условное время релаксации функции распределения фотонов за счет только S -фотонных рассеяний ($s = 1, 2, 3$) на электронах оценивается из выражения:

$$t_{cTs}^{-1} = N_e c \sigma_T \frac{k_B T_e}{m c^2} \left(\frac{W_s}{c \sigma_T} \right) \simeq 3.36 \cdot 10^{-24} N_e T_e \text{ с}^{-1} \left(\frac{W_s}{c \sigma_T} \right), \quad (40)$$

которое для квазара 3С 273 ($T_e \simeq 2 \cdot 10^4 \text{ К}$) дает оценку

$$\text{с см}^3 t_{cT1}^{-1} \simeq 6.7 \cdot 10^3, \quad \text{с см}^3 t_{cT2}^{-1} \simeq 2.89 \cdot 10^{-2}, \quad \text{с см}^3 t_{cT3}^{-1} \simeq 1.4 \cdot 10^{-5}.$$

в) Оптическая толщина газового слоя от поверхности источника до данной точки, по S -фотонному комптоновскому рассеянию, дается выражением:

$$\tau_s = \int_R^r \frac{W_s}{c} N_e dr. \quad (41)$$

Увеличение времени жизни кванта внутри излучательной области с радиусом R из-за S -фотонных рассеяний порядка

$$t_s \simeq \frac{R}{c} \tau_s = \frac{\tau_s^2}{N_e W_s}. \quad (42)$$

г) Наряду с комптоновскими соударениями, электроны систематически подвергаются торможениям при свободно-свободных переходах в поле ядер. Если температура окружающей газовой среды не слишком велика, электроны могут возбуждать и ионизовать ее атомы. Пусть при электронной температуре T_e плотности электронов и ионов в плазме равны N_e и N_i соответственно. Выражение для энергии, излучаемой единицей объема в единицу времени вследствие тормозных процессов, можно записать в форме [10]

$$\varepsilon_{ff} \approx 1.43 \cdot 10^{-27} g Z^2 N_e N_i T_e^{1/2} \text{ эрг/см}^3 \text{ с}, \quad (43)$$

где $Z|e|$ — заряд иона, g — фактор Гаунта. Для времени релаксации функции распределения фотонов имеем

$$t_B^{-1} = \varepsilon_{ff} / U_\gamma, \quad (44)$$

где плотность энергии излучения дается выражением

$$U_\gamma = \frac{1}{V} \sum_{k, \lambda} \hbar \omega_k = \frac{\pi^2}{15} k_B T_e \left(\frac{k_B T_e}{\hbar c} \right)^3. \quad (45)$$

С учетом (43) и (45), из (44) получим

$$t_B^{-1} \approx 1.88 \cdot 10^{-13} g Z^2 N_e N_i T_e^{-7/2} \text{ с}^{-1}. \quad (46)$$

Эффективность комптонизации, с точки зрения процессов энергообмена, выше, чем эффективность тормозных процессов, при

$$t_{c\tau}^{-1} / t_B^{-1} \approx 1.797 \cdot 10^{-11} g^{-1} z^{-2} N_i^{-1} T_e^{9/2} \left(\frac{W_e}{c^3 \tau} \right) > 1. \quad (47)$$

Исходя из этого, например, для квазара 3С 273, будем иметь оценку

$$\text{см}^3 g Z^2 N_i \frac{t_{c\tau}^{-1}}{t_B^{-1}} \sim 3.5 \cdot 10^{26}, \quad \text{см}^3 g Z^2 N_i \frac{t_{c\tau}^{-1}}{t_B^{-1}} \sim 1.5 \cdot 10^{21},$$

$$\text{см}^3 g Z^2 N_i \frac{t_{c\tau}^{-1}}{t_B^{-1}} \sim 5.9 \cdot 10^{17}.$$

д) Известно, что нагрев и охлаждение плазмы за счет тормозных процессов даются соответственно выражениями [7]:

$$L_{ff}^+ = \frac{c K_0 N_e}{2\pi} \int_0^\infty \frac{g(\omega)}{T_e^{1/2} \omega^3} \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{k_B T_e}} \right) U_\omega d\omega, \quad (48)$$

$$L_{ff}^- = \frac{c K_0 N_e}{2\pi} \int_0^\infty \frac{g(\omega)}{T_e^{1/2} \omega^3} \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{k_B T_e}} \right) B_\omega(T_e) \approx \\ \approx 10^{-27} N_e T_e^{1/2} \text{ эрг/с см}^3, \quad (49)$$

где $K_0 = 1.25 \cdot 10^{-12} N_e^2 T_e^{-3.5}$, а B_ω — функция Планка, при этом

$$B_\omega(T_e) = \frac{2\omega \hbar^3}{\pi c^3} \left(e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T_e}} - 1 \right)^{-1}.$$

Из (49) и (31) найдем, что

$$L_{\tau}^{-} L_{ff}^{-} \sim 10^{27} N^{-1} T_e^{-1/2} \rho_1^{-}.$$

В заключение результаты данной статьи можно резюмировать следующим образом: поскольку рассматривался частный предельный случай, ($\xi \ll 1$), полученные результаты, относящиеся к $s(>1)$ -фотонным комптоновским процессам, имеют лишь поправочный характер к однофотонному комптоновскому рассеянию и с увеличением $\xi \rightarrow 1$ становятся более значительными.

Автор выражает искреннюю признательность академику В. А. Амбарцумяну за полезные обсуждения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE ENERGY EXCHANGE PROCESSES BETWEEN ELECTRONS AND PHOTONS AT THE INTENSE RADIATION ENCOUNTERED IN SOME ASTROPHYSICAL OBJECTS. II

G. T. TER-KAZARIAN

On the basis of the methods developed in the previous paper the particular problem of relaxation of the nonequilibrium isotropic radiation interacting with nondegenerate nonrelativistic electrons due to the multiphoton Compton scattering at the intensity parameter $\xi \ll 1$ is considered. The kinetic equation which describes the time evolution of photon distribution function, the equations describing the time evolution of energy exchange, the heating and cooling of electron gas are investigated. The time dependence of electron temperature is obtained. The estimations of various characteristics related to the multicomptonization for the quasar 3C 273, such as: a) the number of scattering per unit, b) the relaxation time for photons, c) the optical depth of gas layer, the increase of living time of photon within the radiation range, d) the efficiency of comptonization as an energy exchange process compared with the bremsstrahlung are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Т. Тер-Казарян, *Астрофизика*, 21, 3, 1984.
2. Я. Б. Зельдович, Е. В. Левич, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 55, 2423, 1968.
3. А. С. Компанец, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 31, 876, 1956.
4. H. Dreicer, *Phys. Fluids*, 7, 735, 1964.

5. R. Weymann, *Phys. Fluids*, 8, 2112, 1965.
6. N. Iwamoto, *Dept. of Phys. Univ. of Illinois at Urbana Champaign (Pacs: 52, 25, Dy 52, 25, Ps)*, 1980.
7. Е. В. Левич, Р. А. Сюняев, *Астрон. ж.*, 48, 3, 1971.
8. Дж. Бербидж, М. Бербидж, *Квазары*, Мир, М., 1969.
9. D. E. Kleimann, F. J. Low, *Astrophys. J.*, 159, 165, 1970.
10. L. Jr. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases* (2nd ed. New York Interscience) Chap. 5, 1962.
11. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Релятивистская квантовая теория*, т. 1, Наука, М., 1980.

УДК: 524.3/4—34

ФАЗОВЫЕ МОДЕЛИ ГАЛАКТИК, СОСТОЯЩИХ
ИЗ ДИСКА И ГАЛО

Л. П. ОСИПКОВ, С. А. КУТУЗОВ

Поступила 20 августа 1986

Принята к печати 15 июля 1987

Разработан метод нахождения фазовой плотности двухкомпонентной модели распределения масс. Задются эквипотенциали с изломами в экваториальной плоскости, обеспечивающие существование диска, погруженного в гало, а также закон потенциала. Эквиденситы гало совпадают с эквипотенциалами. Фазовые модели строятся раздельно для гало и для диска на основе пространственной и поверхностной плотностей масс путем решения соответствующих интегральных уравнений. В частности, могут строиться модели с ограниченным гало. Для обоих компонентов находится четная по скоростям часть фазовой плотности. Для гало она зависит только от интеграла энергии. Рассмотрены два примера, для которых найдены точные решения.

1. *Введение.* Как известно, статистически полное пространственно-кинематическое описание бесстолкновительных гравитирующих систем осуществляется с помощью функции фазовой плотности $F(r, v)$. В последнее время предпринимаются значительные усилия по нахождению этой функции для различных моделей пространственного распределения вещества (например, [1, 2]). В случае сферических [3, 4] и дискообразных [5, 6] систем разработана довольно общая методика нахождения соответствующей фазовой плотности. Достаточно далеко продвинулись работы по построению фазовых моделей однородных эллипсоидов [7—9], начатые Шварцшильдом [10] и Эддингтоном [11].

Наибольший интерес представляют самосогласованные модели пространственно неоднородных гравитирующих систем, обладающие ротационной и зеркальной симметрией. Хотя попытки построения их предпринимались уже давно (например, [12, 13]), число построенных моделей до сих пор невелико. Отметим в этой связи исследования [14—20].

Реальные галактики следует рассматривать как сложные многокомпонентные системы. В последнее время наметился путь моделирования распределения вещества в сложных системах с помощью задания пространственного гравитационного потенциала [21, 22]. В настоящем исследова-

нии нам удалось построить фазовую модель двухкомпонентной системы в виде бесконечно тонкого диска, погруженного в гало. Найдены выражения для фазовых плотностей каждой из составляющих.

Построение таких моделей представляет и общетеоретический интерес, поскольку теория равновесия и устойчивости многокомпонентных гравитирующих систем недостаточно разработана. В частности, интересно влияние гало на динамику диска [23—25].

2. *Распределение вещества в модели.* Наш подход к моделированию строения галактик состоит в следующем. Мы исходим из двух отдельно задаваемых функций: функции

$$\xi^2 = f(r), \quad (1)$$

такой, что на поверхности-эквипотенциали $f(r) = \text{const}$ гравитационный потенциал постоянен, и функции $\varphi(\xi)$, представляющей закон потенциала. Задав $f(r)$, $\varphi(\xi)$, мы по уравнению Пуассона находим плотность $\nu(r)$ и исследуем физическую корректность построенной модели.

Предположим, что система обладает ротационной и зеркальной симметрией. Пусть ρ , ζ — безразмерные цилиндрические координаты. Чтобы получить модель с дисковой составляющей, как известно, необходим скачок градиента потенциала при переходе через экваториальную плоскость $\zeta = 0$. Для этого необходимо, чтобы эквипотенциали $f(\rho, \zeta) = \text{const}$ испытывали излом при $\zeta = 0$.

Из теоретических соображений вид функции $f(\rho, \zeta)$ неизвестен и, очевидно, может быть различным. Если считать, что функция $f(\rho, \zeta)$ является алгебраической и наиболее простой, то можно показать, что она будет иметь следующий вид:

$$f(\rho, \zeta) = \rho^2 + 2\mu|\zeta| + \zeta^2, \quad (2)$$

где μ — параметр семейства кривых. При этом функция (2) подобрана так, что

$$f(\rho, 0) = \rho^2. \quad (3)$$

Сечения эквипотенциалей меридиональной плоскостью представляют собой дуги окружностей с центрами в точках $(0, \pm\mu)$ и с изломами при $\zeta = 0$. Параметр μ позволяет менять форму эквипотенциалей: при $\mu = 0$ получаем гладкие сферы, а при $\mu \rightarrow \infty$ приходим к системе плоскопараллельных слоев. Когда $\mu = 1$, имеем предельный случай эквипотенциалей наших работ [22, 26].

В системе с эквипотенциалами (2) и произвольным законом безразмерного потенциала $\varphi(\xi)$ поверхностная плотность дисковой составляющей

$$\sigma_d(\rho) = 2\mu\omega^2(\rho), \quad (4)$$

где $\omega(\rho)$ — безразмерная круговая частота. Вне экваториальной плоскости эквипотенциалы оказываются в то же время и эквиденситами, причем безразмерная объемная плотность квазисфероидального компонента (гало)

$$\nu_h(\xi) = 3\omega^2(\xi) + 2(\mu^2 + \xi^2) d\omega^2(\xi)/d\xi^2, \quad (5)$$

где

$$\omega^2(\xi) = -\xi^{-1} d\varphi(\xi)/d\xi \quad (6)$$

— квадрат обобщенной круговой частоты (в экваториальной плоскости согласно (3) $\omega(\xi) = \omega(\rho)$).

Из (5) вытекает, что гало отсутствует, то есть $\nu_h(\xi) \equiv 0$, и модель состоит из одного диска только в случае потенциала

$$\varphi(\xi) = \mu(\mu^2 + \xi^2)^{-1/2} \quad (7)$$

(диск Кузмина—Тоомре). Это позволяет «обрезать» гало, приняв для потенциала выражение (7) при $\xi \geq \xi_*$ (см. раздел 6).

3. Фазовая плотность гало. Очевидно, для диска и для гало фазовую плотность надо строить по-разному. Сначала рассмотрим нахождение фазовой плотности гало F_h по заданной объемной плотности ν_h . При этом будем учитывать существование моделей с конечным экваториальным радиусом ξ_* .

Как известно, фазовая плотность стационарной системы зависит от координат и скоростей через консервативные изолирующие интегралы движения пробной частицы в поле регулярных сил (например, [2, 27]). При движении звезды в стационарном силовом поле, обладающем рстационарной симметрией, существуют интегралы энергии и площадей:

$$X = Y - v_\xi^2 - v_\theta^2 - v_z^2, \quad H = \rho v_\theta. \quad (8)$$

Здесь v_r, v_θ, v_z — проекции вектора безразмерной скорости звезды в цилиндрических координатах, а

$$Y = 2[\varphi(\xi) - \varphi(\xi_*)]. \quad (9)$$

Как обычно в подобных задачах (например, [12—21, 27]), мы вынуждены предположить, что фазовая плотность зависит только от этих двух интегралов:

$$F_h(\rho, \zeta, v_\rho, v_\theta, v_\zeta) = \Psi(X, H). \quad (10)$$

Объемная плотность в общем случае зависит от двух аргументов. Вместо (ρ, ζ) в качестве таких аргументов удобно взять (ρ, Y) [14, 15]. Тогда, как известно,

$$\nu(\rho, Y) = \frac{2\pi}{\rho} \iint_{D(\rho, Y)} \Psi(X, H) dXdH, \quad (11)$$

где $D(\rho, Y)$ — область интегрирования на диаграмме Линдблада переменных (X, H) (например, [18, 28]). С одной стороны эта область ограничена характеристической параболой

$$X_*(H) = Y - H^2/\rho^2, \quad (12)$$

а с другой — граничной параболой

$$X_0(H) = \theta H^2, \quad (13)$$

которую мы вводим наряду с $\varphi(\xi_*)$ для построения ограниченных моделей. Безразмерный параметр θ должен удовлетворять ограничению

$$\theta \geq -\xi_*^{-2} \quad (14)$$

(граничная парабола в работе [18] соответствует равенству). Не исключаются и бесконечные модели, когда $\xi_* = \infty$, $\theta = 0$. Абсциссы пересечения парабол (12) и (13) суть $\pm H_*$, причем

$$H_* = \rho \sqrt{Y}, \quad \rho^{-2} = \theta + \rho^{-2}. \quad (15)$$

Таким образом,

$$D(\rho, Y) = \{(X, H): H \in [-H_*, H_*] \wedge X \in [X_0(H), X_*(H)]\} \quad (16)$$

— это множество таких значений интегралов движения (8), с которыми частица может попасть в точку сопутствующей плоскости (ρ, ζ) , определяемую (ρ, Y) . Область

$$D_* = \bigcup_{(\rho, Y)} D(\rho, Y)$$

на диаграмме Линдблада ограничена так называемой характеристической огибающей (кривой круговых орбит) и параболой (13). Это максимальная область на плоскости (X, H) , в которой фазовая плотность $\Psi(X, H)$ может быть отличной от нуля.

Представим фазовую плотность в виде

$$\Psi(X, H) = [\Upsilon(X, H) + \Xi(X, H)] \chi(D_*), \quad (17)$$

где $\Gamma(X, H)$ — четная по скоростям, $\Xi(X, H)$ — нечетная по интегралу площадей части фазовой плотности,

$$\chi(D_*) = 1, \quad (X, H) \in D_*; \quad \chi(D_*) = 0, \quad (X, H) \notin D_* .$$

— характеристическая функция области D_* на диаграмме Линдблада.

Подставляя (17) в (11), получаем

$$\nu(\rho, Y) = \frac{2\pi}{\rho} \iint_{D(\rho, Y)} \Gamma(X, H) dXdH. \quad (18)$$

Интегральное уравнение (18) справедливо для произвольных стационарных тел вращения [14, 15]. Доказано, что при выполнении некоторых условий решение (18) существует и единственно. Для этого требуется, чтобы эквиденситы моделей отличались от эквипотенциалей. Вместо операционного метода [14] мы предложим способ решения уравнения (18) с помощью ряда

$$\Gamma(Z, H) = \sum_{i=0}^{\infty} \Gamma_i(Z) H^{2i}, \quad Z = X - X_0(H), \quad (19)$$

который обобщает ряд, использованный в [15, 16]. Подстановка ряда (19) в (18) приводит к разложению для плотности

$$\nu(\rho, Y) = 2\pi\rho^{-1} \sum_{i=0}^{\infty} \rho^{2i+1} u_i(Y). \quad (20)$$

Искомые функции $\Gamma_i(Z)$ являются производными от вспомогательных функций

$$\Gamma_i(Z) = dU_i(Z)/dZ, \quad (21)$$

которые находятся как решения интегральных уравнений типа Абеля:

$$u_i(Y) = \int_0^Y (Y-Z)^{i-1/2} U_i(Z) dZ. \quad (22)$$

Построение фазовой модели сводится к разложению плотности ν в ряд (20), то есть к определению функций $u_i(Y)$.

В нашем случае (5) эквиденситы тало совпадают с эквипотенциалами. Предположим, что потенциал $\varphi(\xi)$ является взаимно однозначной функцией, так что можно построить обратную функцию $\xi(\varphi)$. Учитывая обозначение (9), ведем функцию

$$G(Y) = \nu_h(\xi(Y/2 + \varphi(\xi_*))). \quad (23)$$

Так как $G(Y)$ не зависит от ρ , то в разложении (20) следует положить $u_i(Y) \equiv 0$ для $i \geq 1$, а также $\theta = 0$ (см. (15)), что дает

$$G(Y) = 2\pi u_0(Y). \quad (24)$$

В ряде (19) также остается только первый член. Решение (22) при $i = 0$ приводит к выражению

$$\Gamma(X) = \Gamma_0(X) = \frac{1}{\pi^2} \frac{d^2}{dX^2} \int_0^X (X-Y)^{-1/2} G(Y) dY, \quad (25)$$

пригодному как для конечной, так и для бесконечной моделей. Оно не содержит интеграла площадей.

Итак, для любого взаимно однозначного и достаточно гладкого выражения потенциала $\varphi(\xi)$ мы можем найти четную по скоростям часть фазовой плотности гало.

4. *Фазовая плотность дискового компонента модели.* В случае диска также возможна ограниченная модель с радиусом ρ_* . Для этого эквипотенциали при $\rho > \rho_*$ не должны иметь излома в плоскости диска. Наши эквипотенциали (2) этому условию не удовлетворяют. Поэтому в приводимых ниже примерах принято $\rho_* = \infty$. Но сначала рассмотрим общую методику, пригодную как для конечных, так и для бесконечных дисков.

Движение звезды в плоскости диска определяется двумя изолирующими интегралами — плоским интегралом энергии x и интегралом площадей h :

$$x = y - v_p^2 - v_s^2, \quad y = 2[\varphi(\rho) - \varphi(\rho_*)]; \quad h = \rho v_s. \quad (26)$$

Введем комбинацию

$$x_\lambda = x - \lambda h^2 = y - v_p^2 - (\rho/a)^2 v_s^2, \quad (27)$$

где

$$a^{-2} = \lambda + \rho^{-2}, \quad \lambda = \text{const} > -\rho^{-2}.$$

Фазовая плотность стационарного диска

$$f_d(\rho, v_p, v_s) = \psi(x_\lambda, h). \quad (28)$$

Учитывая (26)—(28), обычным путем (см. [6]) получаем выражение для поверхностной плотности диска:

$$\sigma_d(\rho) = \rho^{-1} \int_{\lambda(\rho)}^{\infty} [x_*(h) - x_\lambda]^{-1/2} \psi(x_\lambda, h) dh dx_\lambda. \quad (29)$$

Здесь

$$x_*(h) = y - (h/a)^2 \quad (30)$$

— характеристическая парабола на диаграмме Линдблада (x_λ, h) , а

$$\Delta(\rho) = \{(x_\lambda, h): h \in [-h_*, h_*] \wedge x_\lambda \in [x_0(h), x_*(h)]\},$$

где

$$x_0(h) = -a_*^{-2}h^2, \quad a_*^{-2} = \lambda + \rho_*^{-2}, \quad h_* = r\sqrt{y}, \quad r^{-2} = \rho^{-2} - \rho_*^{-2},$$

— множество таких значений интегралов движения x_λ, h , с которыми звезда может достичь данного расстояния ρ от центра диска (см. [5, 28, 29])^{*}.

Обозначим $\bar{\Delta}_*$ такую область, что для любых $(x_\lambda, h) \in \bar{\Delta}_*$ фазовая плотность $\psi(x_\lambda, h) \neq 0$. Область $\bar{\Delta}_*$ нельзя выбирать совершенно произвольно [29]. В частности, чтобы модель не оказалась „слоистой“ или „полой“, необходимо, чтобы для всех ρ

$$\bar{\Delta}(\rho) = \bar{\Delta}_* \cap \Delta(\rho) \neq \emptyset.$$

Обозначим $v(x_\lambda, h), \bar{\xi}(x_\lambda, h)$ четную и нечетную по скоростям части фазовой плотности, так что

$$\psi(x_\lambda, h) = [v(x_\lambda, h) + \bar{\xi}(x_\lambda, h)]\chi(\bar{\Delta}_*), \quad (31)$$

где $\chi(\bar{\Delta}_*)$ — характеристическая функция области $\bar{\Delta}_*$.

Опять предполагая потенциал взаимно однозначной функцией ρ , введем функцию

$$g(y) = \sigma_d(\rho(y/2 + \varphi(\rho_*))). \quad (32)$$

Перепишем (29) в следующем виде:

$$\rho g(y) = \int\int_{\bar{\Delta}(\rho)} [x_*(h) - x_\lambda]^{-1/2} v(x_\lambda, h) \cdot dh dx_\lambda. \quad (33)$$

Решение интегрального уравнения (33) не единственно. Необходимой является конкретизация зависимости фазовой плотности $v(x_\lambda, h)$ от одного из аргументов. Соответствующие примеры приведены в [5, 6]. В частности, если

^{*} В [6] область $\Delta(\rho)$ указана неверно. Заметим, кстати, что ряд формул приведен в этой статье с опечатками.

$$v(x_\lambda, h)_j = v_0(x_\lambda) h^{2n}, \quad (34)$$

то легко получить [6], что

$$v_0(x_\lambda) = (1/n!) g_{\lambda, n}^{(n+1)}(x_\lambda), \quad (35)$$

где

$$g_{\lambda, n}(y) = g(y) (1 + \lambda \rho^2)^{1/2+n} \rho^{-2n} B(n + 1/2, 1/2), \quad (36)$$

$B(p, q)$ — бета-функция. Полагая в (34) $n = 0$, получаем модели с эллиптическим распределением скоростей. Тогда

$$v_0(x_\lambda) = g'_\lambda(x_\lambda)/\pi, \quad g'_\lambda(y) = g(y) (1 + \lambda \rho^2)^{1/2}. \quad (37)$$

В случае эквипотенциалей (2)

$$g'_\lambda(y) = (1 + \lambda \rho^2)^{1/2} g'(y) - \lambda \mu (1 + \lambda \rho^2)^{-1/2}. \quad (38)$$

Параметр λ характеризует анизотропию распределения полных скоростей.

5. *Пример модели с неограниченными гало и диском.* Наряду с экви-потенциалами (2) зададим закон потенциала

$$\varphi(\xi) = \alpha [\beta + (1 + x\xi^2)^{1/2}]^{-1}, \quad \beta = \alpha - 1. \quad (39)$$

исследованный в наших предыдущих статьях [22, 26]. Здесь $\alpha \in [1, \infty)$, $x \in (0, \infty)$ — структурные параметры модели, причем $x = O(\alpha^2)$ при больших α . В случае (7) $x = 1$, $x = \mu^{-2}$. Выражение (39) взято из работ [30—32], в которых оно рассматривалось как потенциал сферических систем, либо как потенциал в экваториальной плоскости. Радиусы гало и диска здесь бесконечны.

Определяя по (5), (6) плотность гало и пользуясь обозначением (23), получаем

$$G(Y) = (\beta x/4\alpha^2) G_\beta(Y) + (x/4\alpha^2) (1 - x\mu^2) G_\mu(Y), \\ G_\beta(Y) = Y^4 (2\alpha - \beta Y)^{-1}, \quad G_\mu(Y) = Y^5 (3\alpha - \beta Y) (2\alpha - \beta Y)^{-3}. \quad (40)$$

Подставляя (40) в (25), в результате ряда выкладок находим выражение для фазовой плотности гало:

$$2\sqrt{2} \pi^2 \Upsilon(X) = \beta x (\alpha \beta^5)^{-1/2} \Upsilon_\beta(X) + x (\alpha \beta^7)^{-1/2} (1 - x\mu^2) \Upsilon_\mu(X), \quad (41)$$

где

$$\Upsilon_\beta(X) = \eta^{-3/2} [1 - 2\eta - 8\eta^2 - 16\eta^3 - (1 - 4\eta)(1 - \eta)^{-2}] + \\ + 3(1 - \eta)^{-5/2} \arcsin \eta^{1/2},$$

$$\Gamma_z(X) = \gamma^{-3/2} \left[(1 - \gamma)^{-1} \left(1 - 7\gamma + \frac{171}{16} \gamma^2 + \frac{15}{8} \gamma^3 \right) - \right. \\ \left. - 1 + 3\gamma + 12\gamma^2 + 16\gamma^3 \right] - \frac{15}{16} (1 - \gamma)^{-9/2} (5 - 12\gamma) \arcsin \gamma^{1/2}, \quad \gamma = \frac{\beta}{2\alpha} X.$$

При малых X будет $\Gamma(X) = O(X^{5/2})$.

Для диска поверхностная плотность получается на основе (39) по формулам (4), (6) с учетом обозначения (32):

$$g(y) = (\alpha\mu/2z) y^3 (2z - \beta y)^{-1}. \quad (42)$$

Для простоты ограничимся случаем изотропного распределения полных скоростей, то есть $\lambda = 0$. Подставляя (42) в (37), находим, что фазовая плотность диска

$$v_0(x) = (\alpha\mu/\pi a) x^2 (3x - \beta x)(2x - \beta x)^{-2}, \quad x \in [0, 2]. \quad (43)$$

Для малых x имеем $v_0(x) = O(x^2)$.

6. Модель с конечным гало и бесконечным диском. Здесь ξ_* — конечная величина, а $\rho_* = \infty$. Зададим эквипотенциали выражением (2), а закон потенциала — формулами

$$\varphi(\xi) = \begin{cases} (1 + b\xi^2)^{-1} + c\xi^2, & \xi \in [0, \xi_*], \\ k(1 + \mu\xi^2)^{-1/2}, & \mu = \mu^{-2}, \quad \xi \in [\xi_*, \infty), \end{cases} \quad (44)$$

В экваториальной плоскости при $\rho < \xi_*$ первое выражение (44) напоминает потенциал Генкина [33]. Второе выражение в (44), которое с точностью до множителя совпадает с (7), обеспечивает отсутствие гало вне эквипотенциали $\xi = \xi_*$. Граничная эквиденсита, как и в работе [18], совпадает с граничной эквипотенциалью. Заданными параметрами считаем ξ_* и μ , параметры b, c, k подлежат определению. Требуя непрерывность потенциала, его первой и второй производных при переходе через поверхность $f(\rho, \zeta) = \xi_*^2$, приходим к системе трех нелинейных алгебраических уравнений. Из этой системы удастся выразить искомые параметры:

$$b = 2\xi_*^{-2} [(17 + 80/3l + 32/3l^2)^{1/2} - 3]^{-1}, \quad l = \mu\xi_*^2, \\ c = (b/3m^3)(4d - m), \quad d = 1 - b\mu^2, \quad m = 1 + b\xi_*^2, \quad (45) \\ k = (8b^2\mu^4/3m^3)(1 + l)^{5/2}.$$

Для плотности гало на основе (44) по формулам (5), (6) получаем

$$v_h(\xi) = 8bds^{-3} - 2bs^{-2} - 6c, \quad s = 1 + b\xi^2. \quad (46)$$

Из (45) следует, что $c > 0$, так что гало можно представить состоящим из некоторой положительной плотности и отрицательного (в отличие от модели Генкина [33]) однородного фона.

Обращая (44), можем от (46) перейти к функции $G(Y)$ согласно (23). Вблизи границы гало $G(Y) = O(Y)$. Подставляя найденную функцию $G(Y)$ в (25), после довольно трудоемких выкладок находим фазовую плотность гало $\gamma(X)$. Из-за громоздкости мы приведем ее только для малых X :

$$\gamma(X) = [b(2 + 9m^2q^2)/\pi^2 m(2 - m^2q^2)]X^{-1/2} + O(X^{1/2}), \quad q^2 = 2c/b. \quad (47)$$

Фазовая плотность частиц гало, достигающих граничной поверхности, бесконечна. Однако их доля в пространственной плотности внутри гало равна нулю. Некоторая зона экваториальной плоскости оказывается запретной для круговых орбит и перицентров.

Поверхностную плотность диска получаем по формулам (4) и (5):

$$\sigma_d(\rho) = \begin{cases} 4\mu [b(1 + b\rho^2)^{-2} - c], & \rho \in [0, \xi_*], \\ 2k\mu^{-1}(1 + \rho^2)^{-3/2}, & \rho \in [\xi_*, \infty). \end{cases} \quad (48)$$

Перейдем согласно (32) к функции $g(y)$ на основе обращения (44) для экваториальной плоскости. Опять примем круговое распределение скоростей в диске. Подставляя найденную функцию $g(y)$ в (37), получаем фазовую плотность диска

$$v_0(x) = \begin{cases} (3/4\pi k^2 \mu) x^2, & x \in [0, y_*], \quad y_* = 2\varphi(\xi_*), \\ (b\mu/\pi)[w + (w^2 - 4q^2)(w^2 - 8q^2)^{-1/2}], & w = x + q^2, \quad x \in [y_*, 2]. \end{cases} \quad (49)$$

Она неотрицательна.

7. Заключение. Задание эквипотенциалей с изломами приводит к моделям пространственного распределения масс, состоящим из гало и погруженного в него диска. Эквиденситы гало совпадают с эквипотенциалами. Это обстоятельство позволяет сравнительно просто находить четную по скоростям часть фазовой плотности гало. Может быть найдена и четная часть фазовой плотности диска, причем особенно простым выражение для нее получается при эллиптическом распределении скоростей. Нечетная по интегралу площадей часть фазовой плотности гало и диска остается неопределенной. Возможные способы ее нахождения рассматриваются в [6, 14, 15].

Заметим, что фазовую модель диска, погруженного в гало, ранее построил Бисноватый-Коган [34], исследовавший также ее устойчивость [35]. При этом диск и гало могут быть эллиптическими, твердотельно вращающимися с одной и той же угловой скоростью. Потенциалы как диска,

так и гало предполагались квадратичными. Если диск и гало—тела вращения, то фазовые модели диска можно строить при произвольных законах объемной плотности гало и поверхностной плотности диска, например, по формуле (35). Однако фазовую модель гало при этом, как правило, не удастся найти в конечном виде. В частности, в случае [34] затруднения связаны с тем, что потенциал диска на внешнюю точку не будет квадратичной функцией координат.

Авторы благодарны участникам семинара К. Ф. Огородникова за обсуждение работы.

Ленинградский государственный
университет

PHASE MODELS OF GALAXIES CONSISTING OF DISK AND HALO

L. P. OSSIPKOV, S. A. KUTUZOV

A method of finding the phase density of a two-component model of mass distribution is developed. The equipotential surfaces and the potential law are given. The equipotentials are lenslike surfaces with a sharp edge in the equatorial plane, which provides the existence of an imbedded vanishingly thin disk. The equidensity surfaces of the halo coincide with the equipotentials. Phase models for the halo and the disk are constructed separately on the basis of spatial and surface mass densities by solving the corresponding integral equations. In particular the models for the halo with finite dimensions can be constructed. The even part of the phase density in respect to velocities is only found. For the halo it depends on the energy integral as a single argument. Two examples of exact solutions are considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, И. Г. Шухман, Препринт СибИЗМИР СО АН СССР, № 7—72, 1972.
2. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Наука, М., 1976.
3. Г. Г. Кузмин, Ю.-И. К. Велтманн, в кн. «Динамика галактик и звездных скоплений», Изд. Наука, КазССР, Алма-Ата, 1973, стр. 82.
4. Ю.-И. К. Велтманн, Астрон. ж., 60, 223, 1983.
5. А. Kalnajs, *Astrophys. J.*, 205, 751, 1976.
6. Л. П. Осипков, Письма в Астрон. ж., 4, 70, 1978.
7. К. С. Freeman, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 134, 1, 1967.

8. Г. С. Бисноватый-Козан, Я. Б. Зельдович, в кн. «Динамика и эволюция звездных систем», Изд. ВАГО, ГАО АН СССР, М.—Л., 1975, стр. 138.
9. В. А. Поляченко, Докл. АН СССР, 229, 1335, 1976.
10. К. Schwarzschild, i... "Probleme der Astronomie", Zeeliger Festschrift. J. Springer Verlag, Berlin, 1924, s. 94.
11. A. S. Eddington, Astron. Nachr., Jubiläumsnummer, 9, 1921.
12. В. Lindblad, Stockholms Ann., 13, No. 5, 1940.
13. W. Fricke, Astron. Nachr., 280, 193, 1952.
14. D. Lynden-Bell, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 123, 447, 1962.
15. Г. Г. Кузмин, С. А. Кутузов, Бюл. Абастум. астрофиз. обсерв., № 27, 82, 1962.
16. G. G. Kuzmin, S. A. Kutuzov, Tartu Teated, No. 6, 10, 1963.
17. В. М. Багин, Астрон. ж., 49, 1249, 1972.
18. С. А. Кутузов, Вестн. ЛГУ, № 7, 145, 1975.
19. R. Nagai, M. Miyamoto, Publ. Astron. Soc. Jap., 28, 1, 1976.
20. A. Toomre, Astrophys. J., 259, Part 1, 535, 1982.
21. M. Miyamoto, R. Nagai, Publ. Astron. Soc. Jap., 27, 533, 1975.
22. С. А. Кутузов, Л. П. Осипков, Астрон. ж., 57, 28, 1980.
23. J. P. Ostriker, P. J. E. Peebles, Astrophys. J., 186, 467, 1973.
24. V. L. Polyachenko, I. G. Shukhman, Prepr. SibIZMIR, №о. 1—78, 1978.
25. А. Г. Морозов, Астрон. ж., 58, 734, 1981.
26. С. А. Кутузов, Л. П. Осипков, Вестн. ЛГУ, № 1, 99, 1981.
27. К. Ф. Огородников, Динамика звездных систем, Физматгиз, М., 1958.
28. С. А. Кутузов, в кн. «Астрономо-геодезические исследования», Изд. Уральск. ун-та, Свердловск, 1985, стр. 56.
29. Л. П. Осипков, в кн. «Звездные скопления», Изд. Уральск. ун-та, Свердловск, 1979, стр. 72.
30. Г. Г. Кузмин, Г. А. Маласидзе, Публ. Тартуск. обсерв., 38, 181, 1969.
31. Ю.-И. К. Велгманн, Астрон. ж., 47, 1286, 1970.
32. Г. Г. Кузмин, Ю.-И. К. Велгманн, Публ. Тартуск. обсерв., 40, 281, 1973.
33. И. А. Генкин, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, 7, 16, 1966.
34. Г. С. Бисноватый-Козан, Астрофизика, 19, 377, 1983.
35. Г. С. Бисноватый-Козан, Астрофизика, 20, 547, 1984.

УДК: 524.388

ОБОБЩЕННЫЙ СТАТИСТИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ ВЫДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ И ФИЗИЧЕСКИХ КРАТНЫХ СИСТЕМ — СЛУЧАЙНЫХ И НЕСЛУЧАЙНЫХ ГРУППИРОВОК ОБЪЕКТОВ

Ж. П. АНОСОВА

Поступила 8 августа 1986

Принята к печати 20 августа 1987

Предложен статистический критерий выявления случайных и физических группировок звезд и галактик. Критерий применен к близким широким кратным звездам, триллетам галактик списка И. Д. Караченцева, В. Е. Караченцевой и А. Л. Щербановского и двойным галактикам списка О. Дахари, главные компоненты которых являются сейфертовскими галактиками. Выделены уверенно физические, вероятно физические, вероятно, оптические и уверенно оптические системы. Оценено предельное различие лучевых скоростей компонентов физических кратных галактик.

1. *Постановка задачи.* Выявление кратных систем звезд и галактик с физической связью компонентов среди наблюдаемых систем является первой задачей, возникающей при любых исследованиях этих объектов.

В настоящее время существуют (см. [1]) три типа критериев выявления вероятно физических кратных звезд:

1) *статические*, устанавливающие зависимость между видимой величиной m главного (наиболее яркого) компонента A кратной звезды с относительным угловым расстоянием ρ его спутников. Критерии этого типа обычно используются при составлении каталогов кратных звезд — например, каталога ADS [2]. Индекс-каталога IDS [3] и каталога Морской обсерватории WDS [4];

2) *статистические*, определяющие математическое ожидание E числа случайного попадания n одиночных звезд в круг радиуса ρ на небесной сфере при согласованности их собственных движений μ в пределах ошибок определения $\delta\rho$ (А. Н. Дейч, см. [5]): при вычислении величины E предполагается, что на небесной сфере N одиночных звезд распределены равномерно и случайно;

3) *динамические* критерии (Ж. Доманже [6] для двойных звезд, Ж. П. Аносова [1] для тройных звезд), дающие зависимость между величинами

угловых расстояний ρ и относительными линейными трансверсальными (в картинной плоскости) скоростями v компонентов кратной системы, вычисленными по их собственным движениям μ и параллаксу π_A главного компонента; при этом предполагается, что параллаксы остальных компонентов системы, которые в большинстве случаев неизвестны, близки к π_A .

Очевидно, что критерии первых двух типов применимы в основном для кратных звезд, находящихся на больших расстояниях r от Солнца. Для близких звездных систем с физически связанными компонентами угловые расстояния ρ между ними могут быть велики и тогда критерии типа 1) и 2) для них не выполняются. Выполнение динамического критерия типа 3) в подавляющем большинстве случаев (за исключением систем с известными орбитами всех компонентов) является необходимым, но не достаточным условием физической связи компонентов кратной звезды, т. к. этот критерий не учитывает сходство или различие пространственных характеристик звезд — их параллаксов и лучевых скоростей.

Для кратных галактик (см., например [8—14]) применяемые критерии выделения систем с физической связью компонентов обычно состоят в совместном выполнении условий: 1) изолированность членов системы от галактик фона; 2) близость лучевых скоростей v ее компонентов — выполнение неравенства

$$|\Delta v| \leq \Delta v_{cr} \quad (1)$$

где Δv_{cr} — принятое максимально возможное значение разности лучевых скоростей этих компонентов. Разные авторы при изучении кратных галактик используют различные, часто значительно отличающиеся друг от друга значения Δv_{cr} — в [8] эта величина принята равной 500 км/с, в [9] — 1000 км/с, [12, 13] — 400 и 600 км/с, [14] — дисперсия скоростей ≤ 300 км/с.

В настоящей работе предложен обобщенный статистический критерий выявления оптических и физических кратных систем звезд или галактик, учитывающий сходство или различие индивидуальных конфигурационных и кинематических данных для всех компонентов системы

$$\{r, \mu, v\}_A; \{r, \mu, v\}_i; \quad i = 1, 2, \dots, n-1, \quad (2)$$

где A — главный компонент системы кратности n , i — его спутники, ρ — относительные угловые расстояния i -объектов от компонента A ; r, μ, v — соответственно, расстояния по лучу зрения, модули относительных собственных движений и лучевые скорости членов рассматриваемых систем. При выводе обобщенного статистического критерия учитываются эффекты погрешностей определения величин (2)

$$\{\partial_r, \partial_\alpha, \partial_\sigma\}_A; \{\partial_r, \partial_r, \partial_\alpha, \partial_\nu\}_i. \quad (3)$$

Показано, что необходимым условием установления существования или отсутствия физической связи компонентов кратной системы, если их орбиты не определены, является наличие полного комплекса наблюдательной информации (2) и (3) для всех компонентов. При выполнении этого условия для каждой n -кратной системы, используя предложенный критерий, можно определить: 1) вероятность P того, что все n компонентов случайно попали в объем σ фазового пространства, занимаемый кратной системой; 2) вероятность P того, что некоторое количество $s < n - 1$ ее компонентов попали случайно в объем σ , а система в действительности имеет кратность $n - s$; 3) математические ожидания E и E_s количества оптических систем с параметрами, соответствующими наблюдательным характеристикам (2) и (3), и числом компонентов n (или s), которые составили случайно эти системы в рассматриваемом фазовом пространстве Σ при равномерном заполнении его N объектами.

Сопоставляя полученные значения E и E_s с наблюдаемым числом N^* кратных систем с данными наблюдений, близкими к (2) в пределах ошибок их определения (3), можно сделать вывод о наличии или отсутствия физической связи компонентов рассматриваемой кратной системы с помощью следующего критерия:

I — если для математических ожиданий E или E_s , числа оптических систем имеет место неравенство

$$E \leq 1 \text{ или } E_s \leq 1, \quad (4)$$

то кратная система является уверенно физической системой;

II — если выполнено условие

$$E \geq \frac{N}{n} \text{ или } E_s \geq \frac{N}{n-s}, \quad (5)$$

то кратная система является уверенно оптической системой; N/n — максимально возможное число систем кратности n в общем поле.

III — в случаях реализации соотношения

$$1 < E < \frac{N}{n} \text{ или } 1 < E_s < \frac{N}{n-s} \quad (6)$$

для рассматриваемой кратной системы уверенного вывода о наличии или отсутствии физической связи компонентов с помощью статистического критерия сделать нельзя. Возможно, что неуверенность вывода для таких систем обязана большим значениям ошибок (3) определения величин (2), и для этих систем необходимо уточнение наблюдательной информации.

Предложенный в настоящей работе статистический критерий может быть использован при решении ряда задач: 1) выявление кратных систем с физической связью компонентов в звездных и метagalактических полях; 2) выделение вероятных членов движущихся скоплений или потоков звезд; 3) исключение фоновых объектов в скоплениях звезд и галактик; 4) выделение внутри скоплений неслучайных группировок объектов — кратных систем с физически связанными компонентами и т. д.

2. *Определение вероятностей P , P_0 и математических ожиданий E , E_0 числа оптических систем.* Рассмотрим некоторую фигуру Σ в фазовом пространстве, являющуюся прямым произведением шара Σ_1 радиуса R в пространстве координат и шара Σ_2 радиуса U в пространстве скоростей. Введем предположения: 1) в центрах шаров Σ_1 и Σ_2 находится наблюдатель; 2) величина U для шара Σ_2 равна максимальному значению остаточных скоростей v изучаемых объектов, находящихся в шаре Σ_1 ; с доверительной вероятностью

$$P_0 = 0.95 \quad (7)$$

(при предположении о нормальном распределении остаточных скоростей объектов) значение U можно принять равным

$$U = |\bar{v}| + 2\sigma_v, \quad (8)$$

где $|\bar{v}|$ — модуль среднего значения остаточных скоростей v объектов, σ_v — их средняя дисперсия скоростей. Введенное предположение о нормальности распределения остаточных скоростей объектов в настоящей работе используется для оценки верхнего значения модулей этих скоростей.

Пусть в фигуре Σ равномерно случайно распределены N одиночных объектов. Найдем вероятность того, что n объектов ($n < N$) случайно попадут в некоторую область σ ($\sigma \in \Sigma$) и образуют систему кратности n . В настоящей работе при определении величин P и E предполагается, что в области Σ изучаемые N объекты распределены равномерно случайно. Однако возможна модификация предлагаемого статистического критерия для случая любого закона распределения фазовой плотности объектов.

Определим фигуру σ в фазовом пространстве, занимаемую кратной системой. Главный компонент A этой системы фиксирует положение объема σ в области Σ . Для этого компонента A и его $n-1$ спутников из наблюдений известны величины (2) с погрешностями их определений (3). С доверительной вероятностью (7) при предположении о нормальной функции распределения погрешностей (3) максимальные значения разностей этих наблюдательных характеристик достигаются при следующих значениях этих величин:

если

$$r_A > r_i, \quad \mu_A > \mu_i, \quad v_A > v_i \quad (9)$$

то

$$\begin{cases} \rho'_i = \rho_i + 2\delta\rho_i, \\ r'_A = r_A + 2\delta r_A, \quad r'_i = r_i - 2\delta r_i \\ \mu'_A = \mu_A + 2\delta\mu_A, \quad \mu'_i = \mu_i - 2\delta\mu_i \\ v'_A = v_A + 2\delta v_A, \quad v'_i = v_i - 2\delta v_i, \quad i = 1, \dots, n-1. \end{cases} \quad (10)$$

Если какие-либо неравенства в (9) имеют обратные знаки, то в соответствующих равенствах (10) индексы i и A меняются местами. В дальнейшем для простоты записи формул штрихи при величинах ρ , r , μ , v будем опускать, подразумевая каждый раз, что эти величины имеют значения (10).

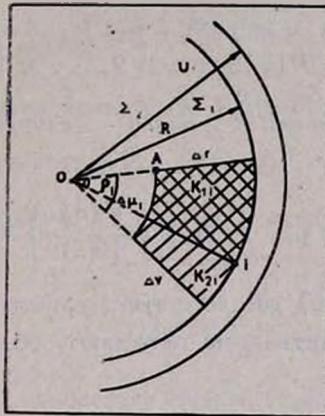


Рис. 1. Области $\Sigma = \Sigma_1 \cdot \Sigma_2$ и $\sigma_i = K_{1i} \cdot K_{2i}$ в фазовом пространстве.

Для каждого i -того компонента кратной системы величины (10) определяют в фазовом пространстве фигуру σ_i (рис. 1), которая является прямым произведением усеченного сферами конуса $K_{1i}(\rho_i, r_A, r_i)$ в пространстве скоростей.

$$\sigma_i = K_{1i} \times K_{2i}. \quad (11)$$

Усеченные конусы K_{1i} и K_{2i} имеют следующие параметры:

K_{1i} : радиусы плоских оснований $r_A \cdot \text{tg}\left(\frac{\rho_i}{2}\right)$ и $r_i \cdot \text{tg}\left(\frac{\rho_i}{2}\right)$, высота

$$\Delta r_i = |r_i - r_A|, \quad (12)$$

K_{2i} : радиусы плоских оснований $r_A \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{\Delta\mu_i}{2}\right)$ и $r_i \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{\Delta\mu_i}{2}\right)$, высота

$$\Delta v_i = |v_A - v_i|, \quad (13)$$

где $\Delta\mu_i$ — модуль разности векторов $\vec{\mu}_A$ и $\vec{\mu}_i$ собственных движений объектов.

Вероятность $P(\sigma_i)$ попадания объекта i в область σ_i равна (ввиду независимости попадания i -того объекта в конусы K_{1i} и K_{2i})

$$P(\sigma_i) = \frac{V(\sigma_i)}{V(\Sigma)} = \frac{V(K_{1i})}{V(\Sigma_1)} \times \frac{V(K_{2i})}{V(\Sigma_2)}, \quad (14)$$

где $V(K_{1i})$, $V(K_{2i})$, $V(\sigma_i)$, $V(\Sigma_1)$, $V(\Sigma_2)$, $V(\Sigma)$ — объемы соответствующих фигур.

Введем обозначение

$$P_i = P(\sigma_i), \quad i = 1, 2, \dots, n-1. \quad (15)$$

Вероятность того, что объект A имеет $n-1$ случайных несвязанных между собой спутников, равна

$$P_n = P_1 \times P_2 \times \dots \times P_{n-1} = \prod_{i=1, \dots, n-1} \left\{ \frac{V(\sigma_i)}{V(\Sigma)} \right\} \times \left[1 - \frac{V(\sigma)}{V(\Sigma)} \right]^{N-n}. \quad (16)$$

Второй множитель в (16) соответствует вероятности того, что остальные $N-n$ объектов в область σ не попадают; область σ есть объединение σ_i ,

$$\sigma = \bigcup_{i=1, \dots, n-1} \sigma_i. \quad (17)$$

Так как спутником объекта A может быть любой объект из $N-1$ в области Σ , то для определения искомой вероятности P нужно вероятность P_n умножить на число сочетаний C_{N-1}^{n-1} . Тогда имеем

$$P = C_{N-1}^{n-1} \prod_{i=1, \dots, n-1} \left\{ \frac{V(\sigma_i)}{V(\Sigma)} \right\} \times \left[1 - \frac{V(\sigma)}{V(\Sigma)} \right]^{N-n}. \quad (18)$$

Объем $V(\sigma)$ определяется величинами

$$\begin{cases} \varphi = \max_i (\rho_i), & \Delta r = \max_i (\Delta r_i), \\ \Delta \mu = \max_i (\Delta \mu_i), & \Delta v = \max_i (\Delta v_i). \end{cases} \quad (19)$$

Если рассматривать только окрестность σ , занимаемую всеми компонен-

тами системы (компоненты могут быть в любом месте области σ), то выражение (18) имеет более простой вид:

$$P = C_{N-1}^{n-1} \left[\frac{V(\sigma)}{V(\Sigma)} \right]^{n-1} \left[1 - \frac{V(\sigma)}{V(\Sigma)} \right]^{N-n}. \quad (20)$$

Определим объемы $V(\sigma_i)$ и $V(\Sigma)$.

Объем фигуры Σ , представляющей в фазовом пространстве прямое произведение шаров Σ_1 и Σ_2 , равен

$$V(\Sigma) = \frac{16}{9} \pi^2 R^3 U^3. \quad (21)$$

Объем области σ_i , являющейся прямым произведением усеченных конусов K_{1i} и K_{2i} , определяется выражением

$$V(\sigma_i) = \left(\frac{\pi}{12} \rho_i \right)^2 |r_A^3 - r_i^3| \cdot (\Delta\mu_i)^2 |r_A^2 v_A - r_i^2 v_i|, \quad (22)$$

в котором ввиду малости величин ρ_i и $\Delta\mu_i$ произведена замена

$$\text{tg}(\rho_i/2) \simeq \rho_i/2, \quad \text{tg}(\Delta\mu_i/2) \simeq \Delta\mu_i/2.$$

Подставляя формулы (21) и (22) в (15) и используя известное соотношение

$$U = 4.74 \mu R \cdot \frac{4}{\pi} \quad (23)$$

между полной линейной скоростью звезды, ее собственным движением μ и расстоянием R по лучу зрения, после простых преобразований получим

$$P_i = \frac{V(\sigma_i)}{V(\Sigma)} = B_i, \quad (24)$$

где

$$B_i = 0.97 \cdot 10^{-4} \rho_i^2 \left(\frac{\Delta\mu}{\mu} \right)^2 \left(\frac{r_A}{R} \right)^5 \frac{|v_A|}{U} \left[1 - \left(\frac{r_i}{r_A} \right)^3 \right] \left| 1 - \left(\frac{r_i}{r_A} \right)^2 \frac{v_i}{v_A} \right| \quad (25)$$

при $r_A > r_i$; при $r_A < r_i$ в выражении (25) индексы i и A при r и v меняются местами; величина ρ_i в (25) — угловое расстояние между компонентами A и i выражена в радианах. Отметим, что первые три множителя в (25) соответствуют критерию А. Н. Дейча [5].

В случае сходства наблюдательных характеристик в пределах погрешностей их определения для рассматриваемых объектов для объема $V(\sigma)$ выполняется условие

$$V(\sigma) \ll V(\Sigma) \quad (26)$$

и вторые множители в правых частях (18), (20) близки к 1.

Подставляя выражение (24) в (18), находим искомую вероятность

$$P = C_{N-1}^{n-1} \prod_{i=1, \dots, n-1} \{B_i\} [1 - B]^{N-n}, \quad (27)$$

где величина B определяется формулой (25) при опускании в ней индекса i и соответствует объединению $\sigma = \bigcup_{i=1, \dots, n-1} \sigma_i$.

Выражение (20) тогда имеет вид

$$P = C_{N-1}^{n-1} B^{n-1} [1 - B]^{N-n}. \quad (28)$$

Выражение (28) дает вероятность того, что все спутники объекта A одновременно случайно попали в окрестность σ этого объекта. Если в (28) число компонентов $n-1$ заменить на число $s < n-1$, то полученное выражение

$$P_s = C_{N_1}^s B^s [1 - B]^{N_1-s}, \quad (29)$$

где $N_1 = N - 1 - (n - s)$, определяет вероятность того, что s спутников A случайно попали в область σ и изучаемая система в действительности имеет кратность $n - s$.

Для вычисления математического ожидания E числа оптических систем кратности n , занимающих объемы σ в области Σ , нужно: 1) в выражении (28) индексы $N-1$ и $n-1$ заменить на N и n , т. к. главным компонентом кратной системы в этом случае может быть любой объект из N ; 2) полученное выражение умножить на $V(\Sigma)/V(\sigma)$ — число объемов σ , содержащихся в области Σ . Тогда получим

$$E = C_N^n B^{n-1} [1 - B]^{N-n}. \quad (30)$$

Выражения (28)—(30) определяют искомые величины — вероятности P , P_s и математические ожидания E , E_s (при замене в (30) индексов n на s и N на N_1) числа оптических кратных систем в области Σ с наблюдательной информацией, близкой к (2) с учетом погрешностей (3).

3. *Применение обобщенного статистического критерия к наблюдаемым объектам. 1. Широкие тройные звезды в окрестности Солнца.* В каталоге двойных и кратных звезд IDS [3] имеется некоторое количество ($\sim 1\%$) широких кратных систем с угловыми расстояниями $\rho > 2'$ между компонентами. Среди этих кратных звезд выделим семь широких тройных систем, находящихся на расстоянии $r \leq 20$ пк от Солнца и имеющих для

всех компонентов полный комплекс наблюдательной информации (2) и (3). В пяти представленных широких кратных звездах компоненты, максимально отдаленные на небесной сфере, имеют сходные характеристики (2), а для систем ADS 10058 и 11853 у компонентов не согласуются расстояния r от Солнца и лучевые скорости v .

Используя предложенный в настоящей работе статистический критерий, для рассматриваемых кратных звезд определим вероятность P того, что самый отдаленный от главного компонента A компонент C случайно попал в его окрестность σ , и математическое ожидание E числа таких оптических систем в сфере радиуса $R = (r_A, r_C)_{\max}$.

Приняты следующие характеристики звездного поля в окрестности Солнца (см. [15]): радиус окрестности $R = 20$ пк; средняя плотность звезд $\nu = 0.12$ зв./пк³; средняя остаточная скорость звезд $|\bar{v}| = 20$ км/с; средняя дисперсия скоростей звезд $\sigma_v = 20$ км/с. Тогда определяются величины $U = 60$ км/с [см. (8)] — максимальная скорость звезд в рассматриваемой окрестности и численность звезд в ней

$$N = (4/3) \pi \nu R^3 = 3.5 \cdot 10^3, \quad (31)$$

которая согласуется с оценкой Р. Вилен, полученной им по функции светимости звезд каталога Глизе. При вычислении величины E для ADS 11853 с $r_C = 40$ пк указанные выше характеристики звездного поля сохранены. Для ADS 10058 ($r_C = 700$ пк) определено нижнее значение E при $R = 200$ пк, при котором, согласно Дж. Бахкол [16], эти характеристики звездного поля еще могут иметь место. Для сопоставления предложенного в настоящей работе критерия с критерием Дейча [5] и изучения индивидуального влияния наблюдательных характеристик (2) на величины P и E вычисления выполнены с последовательным добавлением информации: 1) учет только угловых расстояний между компонентами; 2) добавление собственных движений звезд; 3) дополнительный учет расстояний звезд по лучу зрения; 4) учет всего комплекса данных наблюдений (2) и (3).

Результаты выполненных вычислений приведены в табл. 1. Оказалось, что для пяти кратных звезд с большими значениями ρ (при сходстве остальных данных из (2)) для отдаленных компонентов оценки P и E малы ($P \sim 0, E \ll 1$) и поэтому можно считать, что эти кратные звезды являются уверенно физическими системами. Для тройной звезды ADS 10058 (с несогласующимися данными наблюдений для компонентов) величины P и E ($P = 0.60, E \gg 1$) велики, поэтому эта тройная звезда является уверенно оптической системой. Для тройной звезды ADS 11853 определенного вывода о наличии или отсутствии физической связи компонентов сделать не удалось, что, возможно, произошло из-за больших ошибок определения расстояний компонентов по лучу зрения.

Таблица 1

ВЕРОЯТНОСТИ P И МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОЖИДАНИЯ E ЧИСЛА
ОПТИЧЕСКИХ ТРОЙНЫХ ЗВЕЗД

| ADS | 7114 ... + (9+10 UMa) | α Cen | 20390 S3142 | 10058 | 11853 | 48 | 6175 (Кастор) |
|-----------------------------|--------------------------|---------------------|---------------------|------------------|---------------------|----------------------|----------------------|
| ρ' | $3.8 \cdot 10^2$ | $1.3 \cdot 10^2$ | 7.7 · 10 | 9.4 | 6.9 | 5.5 | 1.2 |
| Вероятности P | | | | | | | |
| 1) | $5.0 \cdot 10^{-3}$ | $7.6 \cdot 10^{-5}$ | $2.6 \cdot 10^{-5}$ | 0.30 | $2.6 \cdot 10^{-5}$ | $1.4 \cdot 10^{-7}$ | $7.2 \cdot 10^{-8}$ |
| 2) | $1.1 \cdot 10^{-4}$ | $5.3 \cdot 10^{-7}$ | $4.2 \cdot 10^{-7}$ | 0.60 | $2.3 \cdot 10^{-5}$ | $5.2 \cdot 10^{-9}$ | $1.2 \cdot 10^{-8}$ |
| 3) | $7.3 \cdot 10^{-5}$ | $2.0 \cdot 10^{-7}$ | $2.5 \cdot 10^{-7}$ | 0.60 | $2.2 \cdot 10^{-5}$ | $3.0 \cdot 10^{-9}$ | $5.9 \cdot 10^{-9}$ |
| 4) | $2.8 \cdot 10^{-5}$ | $7.0 \cdot 10^{-8}$ | $7.6 \cdot 10^{-8}$ | 0.30 | $2.6 \cdot 10^{-5}$ | $4.0 \cdot 10^{-10}$ | $8.0 \cdot 10^{-10}$ |
| R | 20 | 20 | 20 | 200 | 50 | 20 | 20 |
| Математические ожидания E | | | | | | | |
| 1) | 8.5 | 0.13 | $4.5 \cdot 10^{-2}$ | $5.4 \cdot 10^6$ | 0.68 | $2.4 \cdot 10^{-3}$ | $1.2 \cdot 10^{-4}$ |
| 2) | 0.18 | $8.9 \cdot 10^{-4}$ | $7.2 \cdot 10^{-3}$ | $1.1 \cdot 10^6$ | 0.59 | $3.4 \cdot 10^{-4}$ | $1.9 \cdot 10^{-5}$ |
| 3) | 0.12 | $3.5 \cdot 10^{-4}$ | $4.5 \cdot 10^{-4}$ | $1.1 \cdot 10^6$ | 0.58 | $2.0 \cdot 10^{-6}$ | $9.1 \cdot 10^{-6}$ |
| 4) | $0.47 \cdot 10^{-1}$ | $1.1 \cdot 10^{-4}$ | $1.3 \cdot 10^{-4}$ | $5.6 \cdot 10^5$ | 0.68 | $2.6 \cdot 10^{-7}$ | $1.3 \cdot 10^{-6}$ |

Отметим, что для последних двух тройных звезд применение критерия Дейча с учетом одних только астрометрических данных при расстоянии $R = r_A = 20$ пк дало следующий результат:

$$\begin{aligned} \text{ADS 10058: } P &= 2.9 \cdot 10^{-7}, \quad E = 5.1 \cdot 10^{-3}; \\ \text{ADS 11853: } P &= 2.4 \cdot 10^{-6}, \quad E = 4.1 \cdot 10^{-4}, \end{aligned} \quad (32)$$

который свидетельствовал о наличии физической связи компонентов в них. Однако проведенные недавно астрофизические наблюдения этих тройных звезд [17, 18] показали несогласованность новой информации (фотометрические расстояния и лучевые скорости) для их компонентов, учет которой привел к выводу об оптичности этих систем.

2. *Кратные галактики в метагалактическом поле.* Для кратных галактик в связи с выполнением закона Хаббла в предложенном статистическом критерии выражение (25) имеет вид

$$B_i = 6.2 \cdot 10^{-2} \rho_i^2 \left(\frac{r_A}{R} \right)^3 \left[1 - \left(\frac{r_i}{r_A} \right)^3 \right] \quad \text{при } r_i < r_A; \quad (33)$$

при $r_i > r_A$ индексы i и A меняются местами. Формулы (28), (30) и (33)

представляют статистический критерий изолированности кратных систем в пространстве координат.

Вычислим величины P и E для триплетов галактик списка В. Е. Караченцевой, И. Д. Караченцева и А. Л. Щербановского [8]. При определении искоемых величин для этих галактик приняты следующие характеристики метагалактического поля: средняя плотность галактик $\nu = 0.05$ галактик / Мпк³ (см. [5]); постоянная Хабла $H = 75$ км/с/Мпк; радиус шара $R = (r_A, r_i)_{\max}$.

Таблица 2

ТРИПЛЕТЫ ГАЛАКТИК

| № | E | № | E | № | E | № | E | № | E | № | E |
|-----|----------------------|-----|---------------------|-----|---------------------|-----|---------------------|-----|------------------|-----|------------------|
| 1* | $3.4 \cdot 10^{-13}$ | 15* | $2.7 \cdot 10^2$ | 29 | $8.2 \cdot 10^2$ | 43* | $6.8 \cdot 10$ | 57 | $7.1 \cdot 10^3$ | 71* | $2.1 \cdot 10^2$ |
| 2* | $2.2 \cdot 10^2$ | 16* | $2.9 \cdot 10^2$ | 30 | $1.5 \cdot 10^3$ | 44* | $4.3 \cdot 10^{-3}$ | 58 | $2.9 \cdot 10^4$ | 72* | $2.4 \cdot 10^2$ |
| 3* | $3.0 \cdot 10$ | 17 | $8.8 \cdot 10^2$ | 31* | $6.9 \cdot 10^2$ | 45* | $2.2 \cdot 10$ | 59* | $2.1 \cdot 10^2$ | 73* | $3.5 \cdot 10^3$ |
| 4* | $8.5 \cdot 10$ | 18 | $5.9 \cdot 10^4$ | 32 | $5.2 \cdot 10^3$ | 46* | $1.3 \cdot 10^3$ | 60* | $0.8 \cdot 10^4$ | 74* | $7.1 \cdot 10^3$ |
| 5 | $1.1 \cdot 10^4$ | 19 | $9.1 \cdot 10^4$ | 33 | $2.4 \cdot 10^{-1}$ | 47* | $1.4 \cdot 10^2$ | 61* | $5.8 \cdot 10$ | 75* | $5.5 \cdot 10^2$ |
| 6 | $2.9 \cdot 10^5$ | 20 | $4.7 \cdot 10^2$ | 34* | $4.1 \cdot 10^3$ | 48* | $3.3 \cdot 10^2$ | 62* | 9.0 | 76* | $1.6 \cdot 10^3$ |
| 7 | $7.2 \cdot 10^4$ | 21* | 8.9 | 35 | $1.9 \cdot 10^4$ | 49* | $2.3 \cdot 10^2$ | 63 | $3.7 \cdot 10^3$ | 77* | $2.8 \cdot 10^3$ |
| 8 | $2.3 \cdot 10^3$ | 22* | $5.5 \cdot 10^{-1}$ | 36* | $9.3 \cdot 10^{-2}$ | 50 | 2.0 · 10 | 64* | 7.9 · 10 | 78* | 6.7 · 10 |
| 9 | $2.2 \cdot 10^4$ | 23* | $1.7 \cdot 10^{-5}$ | 37 | $0.5 \cdot 10^7$ | 51* | $1.2 \cdot 10^2$ | 65 | $2.8 \cdot 10^5$ | 79* | $1.4 \cdot 10^2$ |
| 10 | $1.8 \cdot 10^2$ | 24 | $9.0 \cdot 10^4$ | 38* | $1.0 \cdot 10^2$ | 52* | 1.4 · 10 | 66 | $1.8 \cdot 10^3$ | 80* | 2.2 |
| 11* | $6.0 \cdot 10$ | 25* | $8.8 \cdot 10^{-1}$ | 39* | $2.2 \cdot 10^{-1}$ | 53 | $1.6 \cdot 10^4$ | 67* | $1.6 \cdot 10^2$ | 81* | $9.3 \cdot 10$ |
| 12* | $9.5 \cdot 10$ | 26* | $6.3 \cdot 10$ | 40 | $9.1 \cdot 10^4$ | 54* | $4.8 \cdot 10^{-1}$ | 68 | $2.3 \cdot 10^2$ | 82* | $1.7 \cdot 10$ |
| 13 | $5.8 \cdot 10^5$ | 27 | $5.6 \cdot 10^4$ | 41* | $3.8 \cdot 10^{-3}$ | 55* | 1.7 | 69 | — | 83 | $8.6 \cdot 10^2$ |
| 14* | $5.0 \cdot 10$ | 28* | $2.1 \cdot 10^{-2}$ | 42* | 3.6 | 56 | $1.6 \cdot 10^5$ | 70* | $3.5 \cdot 10$ | 84 | $1.6 \cdot 10^5$ |

В таблице 2 приведены вычисленные значения математических ожиданий E числа оптических триплетов галактик с соответствующими наблюдательными характеристиками в области Σ радиуса $R = \{r_A, r_i\}_{\max}$; звездочками отмечены триплеты, отнесенные И. Д. Караченцевым и В. Е. Караченцевой к возможно физическим системам галактик при критическом значении

$$\Delta v_{cr} = 500 \text{ км/с.} \tag{34}$$

В табл. 3 (вторая строка) приведено распределение $N(E)$ триплетов галактик по величинам E . Эта таблица показывает, что триплеты галактик четко разделяются на две группы по значениям E : 44 триплета имеют $E \leq 300$, 33 триплета — $E \geq 10^3$, в промежуточный интервал попадают только 6 тройных галактик. Если при применении статистического крите-

рия в качестве критического значения E числа оптических систем принять

$$E_{cr} = 300, \quad (35)$$

то в большинстве случаев (70 триплетов из 83) результаты И. Д. Караченцева и В. Е. Караченцевой (предоставленные автору настоящей статьи до публикации) отбора физических триплетов галактик подтверждаются — 44 тройные галактики могут быть отнесены к вероятно физическим системам, остальные — к вероятно оптическим. Триплеты № 33, 50 и 68 списка [8] (близкие к нам и имеющие тесные компоненты) с разницей лучевых скоростей $\Delta v > 500$ км/с имеют небольшие значения E и могут быть отнесены к вероятно физическим системам. Далекие и широкие триплеты (№ 31, 34, 46, 48, 60, 73—77) с $\Delta v < 500$ км/с имеют $E > 300$ и могут быть отнесены к вероятно оптическим системам. Применение условий (4) и (5) позволяет среди триплетов списка [8] выделить 11 уверенно физических систем (№ 1, 22, 23, 25, 28, 33, 36, 39, 41, 44, 54 с $E \leq 1$) и 33 уверенно оптических системы с $E \geq 10^3$ — их номера в табл. 2 подчеркнуты.

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ $N(E)$ СИСТЕМ ГАЛАКТИК

| E | <1 | 1—10 | 10—100 | 100—300 | 300—500 | 500—1000 | >1000 |
|-------|----|------|--------|---------|---------|----------|-------|
| N_3 | 10 | 5 | 16 | 13 | 3 | 3 | 33 |
| N_2 | 17 | 11 | 7 | 6 | 3 | 3 | 2 |

Отметим, что увеличение значения E_{cr} в критерии (35) по сравнению с критерием (4) может быть вызвано внутренней дисперсией и погрешностями определения лучевых скоростей компонентов кратных систем. Метод статистического учета относительных расстояний членов кратных галактик за счет их относительных лучевых скоростей предложил Я. А. Венник [14].

Применим статистический критерий к тесным двойным галактикам Маркарjana списка О. Дахари [9], главные компоненты которых являются сейфертовскими галактиками. Результаты вычислений E для этих двойных галактик приведены в табл. 4; распределение $N(E)$ для них дано в третьей строке табл. 3. Эти данные показывают, что для 17 близких и тесных двойных галактик выполнено условие $E \leq 1$ и эти системы являются уверенно физическими системами; для 24 двойных галактик имеет место неравенство $1 < E \leq 300$ и они могут быть при условии (35) отнесены к вероятно физическим системам; шесть двойных галактик (Марк 10, 268, 374, 926, 1073, 6251) имеют $3 \cdot 10^2 < E < 10^3$ и поэтому могут быть отнесены к вероятно оптическим системам; две двойные галактики (Марк 474 и 530) с $E \geq 10^3$ являются уверенно оптическими системами.

Таблица 4

СЕЙФЕРТОВСКИЕ ДВОЙНЫЕ ГАЛАКТИКИ

| № | E | № | E | № | E | № | E | № | E |
|---------|---------------------|-----|---------------------|------|---------------------|------|---------------------|------|---------------------|
| Марк 10 | $6.0 \cdot 10^2$ | 463 | 1.3 | 915 | $1.3 \cdot 10^2$ | 3227 | $7.0 \cdot 10^{-3}$ | 5506 | $1.0 \cdot 10$ |
| 40 | $2.5 \cdot 10^{-4}$ | 474 | $7.4 \cdot 10^3$ | 926 | $8.1 \cdot 10^2$ | 3516 | $2.0 \cdot 10^2$ | 5929 | $1.2 \cdot 10^{-2}$ |
| 141 | $1.1 \cdot 10^2$ | 506 | $1.2 \cdot 10$ | 975 | 6.1 | 3998 | $3.5 \cdot 10^{-2}$ | 5953 | $7.6 \cdot 10^{-1}$ |
| 176 | 4.0 | 530 | $2.9 \cdot 10^3$ | 1040 | $2.4 \cdot 10^{-1}$ | 4117 | $3.6 \cdot 10^{-2}$ | 6251 | $3.9 \cdot 10^2$ |
| 266 | $7.2 \cdot 10^{-2}$ | 533 | $1.3 \cdot 10$ | 1073 | $4.1 \cdot 10^2$ | 4151 | $1.3 \cdot 10^2$ | 7212 | $4.4 \cdot 10^{-6}$ |
| 268 | $9.6 \cdot 10^2$ | 595 | $1.3 \cdot 10^2$ | 1218 | 5.9 | 4258 | $5.1 \cdot 10^{-3}$ | 7319 | 1.8 |
| 279 | $5.2 \cdot 10$ | 612 | 9.5 | 1239 | 3.1 | 4593 | 1.6 | 7469 | 1.9 |
| | | | | NGC | | | | IC | |
| 348 | $9.7 \cdot 10^{-1}$ | 716 | $2.7 \cdot 10$ | 1144 | 7.4 | 4922 | $3.9 \cdot 10^{-2}$ | 4329 | $1.3 \cdot 10$ |
| 374 | $4.4 \cdot 10^2$ | 739 | $1.0 \cdot 10^{-1}$ | 2992 | $5.3 \cdot 10^{-1}$ | 5273 | $2.2 \cdot 10$ | W700 | 2.5 |
| 423 | 1.2 | 744 | $2.0 \cdot 10^{-1}$ | 3031 | $5.1 \cdot 10$ | 5427 | $6.2 \cdot 10^{-1}$ | | |

Таблица 5

ЗНАЧЕНИЯ Δv_{cr} (КМ/С) ДЛЯ КРАТНЫХ ГАЛАКТИК ПРИ $E < 1$

| z | D (кпк) | | | |
|-------------------|---------|-----|----|-----|
| | 10 | 30 | 50 | 70 |
| 10^{-2} | 1000 | 150 | 60 | 30 |
| $2 \cdot 10^{-2}$ | 200 | 20 | 10 | 5 |
| $3 \cdot 10^{-2}$ | 50 | 5 | 2 | 1 |
| $4 \cdot 10^{-2}$ | 25 | 2 | 1 | 0.5 |

Полученный в настоящей работе статистический критерий выделения оптических и физических кратных систем дает также возможность оценить критическое значение величины Δv_{cr} — предельного различия лучевых скоростей компонентов для уверенно физических кратных галактик, для которых выполнено условие $E \leq 1$, при различной степени тесноты (линейное расстояние D в кпк, z —красные смещения) компонентов и различных расстояниях r систем по лучу зрения. Результаты выполненных вычислений приведены в табл. 5, в которой величина Δv_{cr} выражена в км/с. Полученные оценки показывают, что величина $\Delta v_{cr} = 1000$ км/с, используемая в [9], применима только для близких и тесных кратных галактик. С увеличением расстояний галактик от наблюдателя и ростом относительных расстояний между компонентами критическое значение Δv_{cr} заметно убывает и быстро достигает значений, сравнимых с погрешностями δv современных определений лучевых скоростей галактик.

Автор благодарит И. Д. Караченцева и В. Е. Караченцеву за любезно предоставленные данные о лучевых скоростях компонентов триплетов га-

ластик и результаты отбора триплетов с физически связанными компонентами.

Ленинградский государственный
университет

A GENERALIZED STATISTICAL CRITERION TO REVEAL THE OPTICAL AND PHYSICAL MULTIPLE SYSTEMS — RANDOM AND NON-RANDOM GROUPS OF OBJECTS

J. P. ANOSOVA

A statistical criterion has been proposed to reveal the random and physical clusterings among stars and galaxies. This criterion has been applied to the nearby wide multiple stars, the galaxy triplets of the list by I. D. Karachentsev, V. E. Karachentseva, and A. L. Scherbanovsky, and the double galaxies of the list by O. Dahari where the primary components are the Seyfert galaxies. The confident physical, probable physical, probable optical and confident optical systems have been discovered. The limit difference of radial velocities of components for the confident physical multiple galaxies has also been estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ж. П. Аносова, Тр. ГАО АН СССР, 77, 126, 1969.
2. R. G. Aitken, *New General Catalogue of Double Stars within 120 of the North Pole*, Washington, 1932, p. 1488.
3. H. M. Jeffers, W. H. van den Boss, M. F. Greeby, *Index Catalogue of Visual Double Stars*, 1961., O. Univ. California, Publ. Lick Observ., 1963, p. 804.
4. C. Worley, *Catalogue of Visual Double Stars*, Washington, 1985.
5. Т. А. Агекян, Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. Г. Горбачук и др., *Курс астрофизики и звездной астрономии*, том II, М., 1962, стр. 688.
6. J. Domtenges, *Bull. Astron.*, 20, 1, 1953.
7. Ж. П. Аносова, сб. «Вопросы астрофизики», Саранск, 1984, стр. 75.
8. В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев, А. Л. Щербановский, *Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерв.*, 11, 3, 1979.
9. O. Dahari, *Astron. J.*, 90, 1772, 1985.
10. J. Matherne, *Astron. and Astrophys.*, 63, 401, 1978.
11. R. B. Tully, *Astrophys. J.*, 237, 390, 1980.
12. J. P. Huchra, M. J. Geller, *Astrophys. J.*, 257, 423, 1982.
13. M. J. Geller, J. P. Huchra, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 52, 61, 1983.
14. J. Vennik, *A List of Nearby Groups of Galaxies*, Publ. Tartu Observ., 1984, p. 63.
15. R. Wielen, *Astron. Rechen — Inst. Heidelberg, Mitteil. A.* 86, 395, 1974.
16. J. Bahcall, *Astrophys. J.*, 276, 169, 1984.
17. Ж. П. Аносова, С. В. Судаков, Тр. АО ЛГУ, 41, 80, 1987.
18. Ж. П. Аносова, В. Н. Семенов, А. А. Токовинин, *Астрон. ж.*, 642, 424, 1987.

УДК: 524.8

ЧИСЛЕННО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ КОАЛЕСЦЕНЦИИ В ТРОЙНЫХ СИСТЕМАХ ГАЗОВЫХ ПРОТОГАЛАКТИЧЕСКИХ ФРАГМЕНТОВ

А. Г. КИСЕЛЕВА, В. В. ОРЛОВ

Поступила 5 августа 1986

Принята к печати 15 июля 1987

Методом численного эксперимента в рамках гравитационной общей задачи трех тел проведено исследование динамической эволюции тройных систем газовых протогалактических фрагментов. Массы фрагментов равны, начальные скорости нулевые. Начальные положения задавались равномерным сканированием по области D всех возможных начальных конфигураций. Вычисления проводились до момента первого двойного сближения фрагментов. Рассмотрены различия значения радиусов фрагментов в этот момент $r \in [0.001, 0.1] d$, где d — средний размер системы. Показано, что при данных r в большинстве случаев (от 50.2% при $r=0.001 d$ до 96.7% при $r=0.1 d$) происходит слияние (коалесценция) пары газовых фрагментов. При этом средний удельный момент их относительного движения, переходящий в спиновый момент «продукта слияния», составляет $(0.8 \pm 1.0) \cdot 10^{29} \sqrt{\mu l} \text{ см}^2/\text{с}$ при наиболее вероятном значении $l = 10 l_{\text{кпк}}$ (массы фрагментов равны $5 \cdot 10^{10} \mu M_{\odot}$; l и μ — масштабные множители), что согласуется по порядку величины с удельными угловыми моментами дисковых галактик при $l, \mu \sim 1$. В области D для каждого значения r выделена сплошная зона начальных конфигураций, соответствующих слияниям.

1. В ряде случаев при изучении процессов образования и эволюции галактик, их групп и скоплений возникает необходимость рассмотрения динамики системы небольшого числа тел, в которой возможны неупругие контактные взаимодействия компонентов. Такая система могла бы сформироваться, например, в результате гравитационной фрагментации первоначального облака-сгущения, исходное состояние которого характеризуется квазистационарным равновесием в собственном поле тяготения [1].

Дальнейшая эволюция системы определяется процессами двух типов — упругим бесконтактным взаимодействием фрагментов между собой и их неупругим взаимодействием при парных контактных столкновениях.

В известных схемах фрагментации (см., например, [2]) распад исходного сгущения происходит сначала на 2—3 больших фрагмента. Поэтому

анализ динамики системы газовых фрагментов целесообразно начать с наиболее простой из нетривиальных моделей — модели трех сферических компонентов равных масс, покоящихся в начальный момент времени и взаимодействующих по закону Ньютона. При этом пренебрегается искажением формы фрагментов из-за приливных сил и считается, что каждый фрагмент движется как материальная точка в поле тяготения двух других.

Имеющиеся аналитические решения в виде разложений в ряды в общей задаче трех тел [3], как известно, практически неприменимы. Поэтому, следуя разработанной ранее в АО ЛГУ методике [4—7], была проведена серия численных экспериментов для анализа динамики тройной системы, состоящей из газовых фрагментов, до их первого двойного сближения. Целью численного моделирования являлось выяснение возможности контактных столкновений членов тройной системы и определение вероятности слияния (коалесценции) двух фрагментов при таких столкновениях в зависимости от начальной конфигурации тройной системы и радиусов фрагментов r в момент столкновения. Под контактными понимаются такие столкновения, при которых расстояния между центрами двух фрагментов в момент наибольшего сближения меньше их удвоенного радиуса. Согласно численному моделированию газодинамического процесса нецентрального столкновения самогравитирующих газовых масс [8], их столкновение сопровождается слиянием, если расстояние между центрами не больше одного радиуса (практически независимо от относительных скоростей сближающихся тел). В [9] высказано предположение, что наблюдаемое быстрое вращение дисковых галактик может быть вызвано неупругими столкновениями и коалесценцией протогалактических облаков в группах небольшой численности. С целью проверки этого предположения в ходе численных экспериментов определялись также величины моментов вращения L_m тел, образующихся при слиянии пары фрагментов.

2. *Многообразие начальных условий* в задаче трех тел с компонентами равных масс и нулевыми начальными скоростями представляется областью D на рис. 1 [4]. Перемещая (случайным образом или систематически) третий компонент C с координатами (ξ, η) по этой области, получаем все возможные конфигурации тройных систем. В настоящей работе начальные конфигурации задавались путем равномерного сканирования по области D с заданным одинаковым шагом $\Delta\xi = \Delta\eta = 0.01 \cdot AB$ по обеим координатам, что позволило проследить изменения характеристик тройной системы в зависимости от начальных условий.

Использована система динамических единиц [4, 7]: единица массы — средняя масса m компонентов в системе; единица расстояния — средний размер d системы; единица времени — среднее время τ пересечения компонентом системы.

Выражения для d и τ приведены в [7]. Они имеют следующий вид:

$$d = \frac{G \sum_{i \neq j} M_i \cdot M_j}{2|E|},$$

$$\tau = \frac{GV \sum_{i=1}^3 M_i \cdot \sum_{j \neq i} M_i \cdot M_j}{(2|E|)^{3/2}},$$

где M_i, M_j — массы тел ($i, j = 1, 2, 3$); E — полная энергия тройной системы; G — постоянная тяготения. В системе динамических единиц в случае одинаковых масс компонентов постоянная тяготения $G = 1$. Эта система единиц обеспечивает сопоставимость результатов для тройных систем.

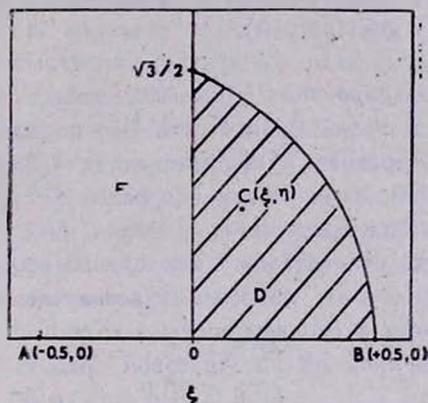


Рис. 1. Область D начальных конфигураций тройных систем, ограниченная осями координат и дугой окружности единичного радиуса с центром в точке A . Точки A, B и C соответствуют начальным положениям компонентов. При перемещении точки C по области D получаются все возможные конфигурации тройных систем с компонентами равных масс.

с различными начальными условиями. Для возможности приложения результатов численных экспериментов к тройным протоблакам были приняты следующие значения динамических единиц:

$$1 m = 5 \cdot 10^{10} \mu M_{\odot} = 1.0 \cdot 10^{44} \mu \text{ г},$$

$$1 d = 100 \cdot l \text{ клк} = 3.0 \cdot 10^{23} l \text{ см};$$

в динамических единицах $G = 1$, а в физических единицах

$$G = 6.7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}.$$

Тогда можно вычислить значения единиц других физических характеристик:

$$\text{времени } 1 \tau = \frac{d^{3/2}}{m^{1/2} G^{1/2}} = 6.6 \cdot 10^{16} \mu^{3/2} l^{-1/2} \text{ с} = 2.0 \cdot 10^9 \mu^{3/2} l^{-1/2} \text{ лет};$$

$$\text{скорости } v = \frac{d}{\tau} = 1.0 \cdot 10^7 \mu^{1/2} l^{-1/2} \text{ см/с} = 100 \mu^{1/2} l^{-1/2} \text{ км/с};$$

$$\text{углового момента } \lambda = \frac{m d^2}{\tau} = 1.4 \cdot 10^{14} \mu^{3/2} l^{1/2} \text{ г см}^2/\text{с};$$

$$\text{углового момента на единицу массы } \frac{\lambda}{m} = 1.4 \cdot 10^{30} \mu^{1/2} l^{1/2} \text{ см}^2/\text{с}.$$

Здесь μ и l — множители, дающие возможность применения результатов численных экспериментов к системам с различными масштабами масс тел и расстояний между ними. Для рассматриваемых объектов на основе наблюдательных данных о галактиках (см., например, [10]) принято $\mu \in (0.01, 10)$; $l \in (0.1, 10)$.

2. Численное интегрирование уравнений движения задачи трех тел проводилось на ЭВМ методом Рунге-Кутты 4-го порядка с автоматическим выбором шага интегрирования в соответствии с заданной локальной погрешностью вычислений координат и скоростей тел [11]. Контроль вычислений был основан на проверке сохранения интегралов движения системы. В данной работе относительное отклонение от начального значения интеграла энергии (интеграла, наиболее чувствительного к ошибкам вычислений) в конце счета в среднем составляло $\sim 10^{-4}$.

В недавно выполненной Ж. П. Аносовой работе получена система уравнений для определения средних локальных $\overline{\delta r}$ и $\overline{\delta v}$, а также интегральных $\overline{D r}$ и $\overline{D v}$ погрешностей координат и скоростей тел через интегральные изменения постоянных энергии и площадей. В применении к настоящей работе, где вычисления проводились до момента первого двойного сближения тел, средние интегральные погрешности в конце счета не превышали $\overline{D r} < 10^{-4}$ и $\overline{D v} < 10^{-2}$ согласно оценкам, полученным по алгоритму Аносовой.

Время от начала движения фрагментов до их первого двойного сближения, как показали численные эксперименты, проведенные в настоящей работе, заключено в интервале $(0.5, 1.9) \tau$. За это время собственные размеры газовых фрагментов должны значительно уменьшиться по сравнению с исходными (см. [2]). Уменьшение происходит за счет собственного сжатия каждого фрагмента под действием тяготения, при этом еще до сближения газовый фрагмент может придти в состояние гидростатического равновесия (см., например, [8]). Согласно ориентировочным оценкам [2], размеры равновесных фрагментов могут составлять от 0.001 до 0.1 среднего размера d системы, причем, учитывая выбранный масштаб и характерные

времени, наиболее физически приемлемым следует считать $r \sim 0.1 d$. Положим, что сближение с минимальным расстоянием между центрами фрагментов, не превосходящим радиус фрагмента r , обеспечивает их эффективное неупругое взаимодействие, сопровождающееся слиянием [8]. Найдем при различных r множество начальных конфигураций в области D , приводящих к коалесценции уже при первом парном сближении тел.

Проведенное изучение динамической эволюции тройных систем газовых фрагментов для $N = 3005$ вариантов при принятом способе задания начальных конфигураций (равномерное сканирование внутри области D по ξ и η с шагом $0.01 \cdot AB$ (рис. 1)) показало, что роль неупругих контактных столкновений существенна для эволюции этих систем. Для каждого значения $r \in [0.001, 0.1] d$ в области D начальных условий имеется сплошная зона (рис. 2а), соответствующая коалесценции при первом парном сближении фрагментов: площадь этой «зоны слияний», соответствующей наименьшему из рассмотренных значений радиуса фрагментов в момент сближения $r = 0.001 d$, составляет 50.2% от всей площади области D ; с ростом r площадь «зоны слияний» непрерывно увеличивается; при $r = 0.1 d$ доля этой площади равна 96.7%. Границы «зон слияний» при $r = 0.001, 0.005, 0.01, 0.05$ и $0.1 d$ показаны на рис. 2а. Зависимость отношения q площади «зоны слияний» к площади всей области D от значения r (в единицах среднего размера d тройной системы) хорошо аппроксимируется простой эмпирической формулой

$$q = 1.23 + 0.25 \lg r, \\ \pm 0.07 \pm 0.01$$

полученной методом наименьших квадратов на рассмотренном интервале $r \in [0.001, 0.1]$: с шагом $\Delta r = 0.002$ при $r \in [0.001, 0.01]$ и с $\Delta r = 0.02$ при $r \in [0.01, 0.1]$.

Изолинии минимальных расстояний при первом двойном сближении — границы соответствующих «зон слияний» (рис. 2а) — хорошо аппроксимируются кривыми второго порядка. В частности, сепаратриса, отделяющая «зону слияний» от остальной части области D при $r = 0.001 d$ аппроксимируется параболой.

$$\xi = -1.341 \cdot \eta^2 + 1.136 \cdot \eta + 0.021, \\ \pm 0.007 \quad \pm 0.008 \quad \pm 0.002$$

при $r = 0.01 d$

$$\xi = -0.66 \cdot \eta^2 + 0.59 \cdot \eta + 0.01, \\ \pm 0.01 \quad \pm 0.05 \quad \pm 0.05$$

коэффициенты аппроксимации определены методом наименьших квадратов по 10 точкам на изолиниях, равноотстоящим по η . При $r = 0.1 d$ сепаратриса проходит очень близко к оси ординат (рис. 2а).

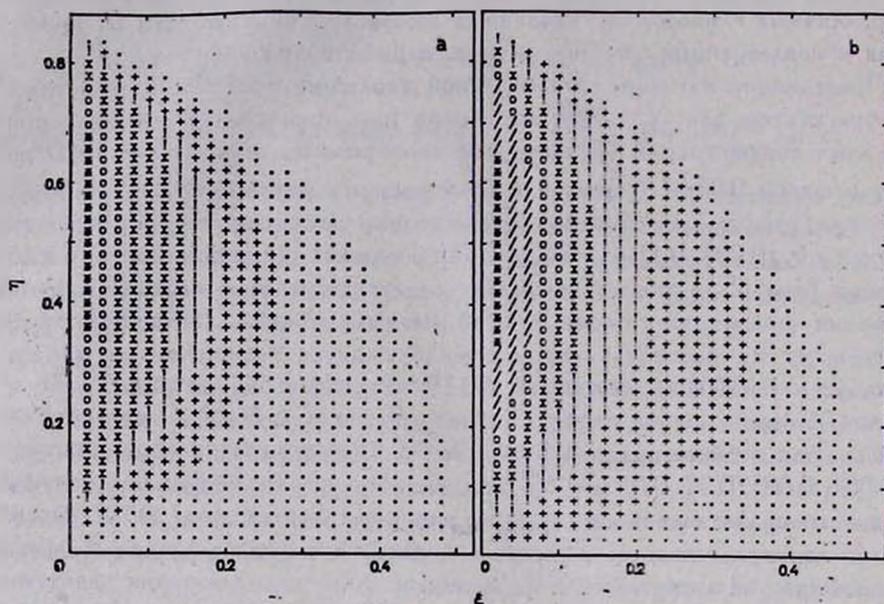


Рис. 2а. Зависимость минимального расстояния r_{\min} между компонентами при первом двойном сближении от начальной конфигурации тройной системы в области D . Обозначения на рисунке соответствуют следующим интервалам изменения r_{\min} (в единицах среднего размера d):

• — $r_{\min} < 0.001$; + — $r_{\min} \in (0.001, 0.005]$; ! — $(0.005, 0.01]$; × — $(0.01, 0.05]$; ○ — $(0.05, 0.1]$; * — $r_{\min} > 0.1$.

Рис. 2б. Зависимость удельного углового момента L_m «преддукта слияния» от начальной конфигурации в области D . Обозначения на рисунке соответствуют следующим интервалам изменения L_m (в динамических единицах d^2/τ):

• — $L_m < 0.005$; + — $L_m \in (0.005, 0.025]$; ! — $(0.025, 0.05]$; × — $(0.05, 0.075]$; ○ — $(0.075, 0.1]$; / — $L_m > 0.1$; звездочки (*) соответствуют начальным конфигурациям, при которых слияния фрагментов с радиусами $r < 0.1 d$ при первом двойном сближении не происходит.

Из рис. 2а видно, что «зона слияний» для фрагментов с радиусами $r \approx 0.001 d$ соответствует иерархическим начальным конфигурациям в правом нижнем углу области D , а также конфигурациям типа «равнобедренный треугольник» вблизи дуги окружности, ограничивающей область D , и близким к линейным конфигурациям в окрестности оси абсцисс $O\xi$. При дальнейшем увеличении радиуса r «зона слияний» постепенно распространяется на остальную часть области D .

Численные эксперименты показали, что неупругие столкновения фрагментов с заданным значением их радиуса r при различных начальных конфигурациях происходят в довольно узких интервалах относительных скоростей V_{rel} сближающихся тел: при $r = 0.1 d$ $V_{rel} \in (6.0, 6.5) v$, при $r = 0.01 d$ $V_{rel} \in (19.9, 20.6) v$, значению $r = 0.001 d$ соответствует $V_{rel} \in (63.2, 64.9) v$, где v — среднеквадратичная скорость движения тел в тройной системе. Эмпирическая зависимость $V_{rel}(r)$ хорошо аппроксимируется законом $[GM_b(2/r - 1/a)]^{1/2}$, который соответствует изолированной задаче двух тел [3], здесь M_b — суммарная масса сближающихся фрагментов, a — большая полуось их относительной орбиты. Это означает, что двойная система газовых фрагментов в процессе их тесного сближения при $r \lesssim 0.1 d$ остается достаточно изолированной от влияния удаленного компонента (кроме случаев, когда начальная конфигурация близка к равностороннему треугольнику или находится вблизи оси ординат O_1).

Проведен анализ элементов относительной орбиты удаленного компонента и «продукта слияния» — вычислены перицентрические расстояния r_p . Оказалось, что для рассмотренных значений $r \in [0.001, 0.1] d$ величины r_p во всех случаях не превосходят значений r радиуса фрагментов. Это означает, что если фрагменты в ходе дальнейшей эволюции системы будут оставаться газовыми, то произойдет их слияние в единое невращающееся тело. Однако за промежуток времени между моментом слияния близких фрагментов и моментом прохождения удаленного тела через перицентр в газовых фрагментах может в основном завершиться процесс звездообразования (слияние фрагментов может ускорить этот процесс [1]). В этих случаях коалесценции удаленного фрагмента и «продукта слияния» близкой пары не происходит из-за больших относительных скоростей (см. критерии слияния пар галактик в [11–13]). Представляется возможной также ситуация, когда к моменту прохождения через перицентр «продукт слияния» близкой пары в основном превратится в звездную систему, а удаленный компонент останется газовым. Этот случай является предметом самостоятельного изучения. Однако, учитывая большие относительные скорости прохождения $\gtrsim 10 v$, можно предположить, что большая часть газа должна в таком случае беспрепятственно пролетать сквозь звездную систему, практически не изменяя ее момент вращения.

Зависимость среднего удельного (на единицу массы) спинового момента \overline{L}_m «продукта слияния» от радиуса r фрагментов при слиянии представлена в табл. 1 (первые три строки). В таблице для трех значений r приведены средние значения \overline{L}_m и стандарты σ_{L_m} в системах динамических

и физических единиц: в двух последних столбцах указаны число N слияний и их доля ν от общего числа 3005 вариантов.

Таблица 1

| $r(d)$ | $\overline{L_m}(d^2/\tau)$ | $\overline{L_m}(10^{29} \sqrt{\mu T} \text{ см}^2/\text{с})$ | N | ν |
|-------------------|----------------------------|--|------|-------|
| 0.001 | 0.0005 ± 0.0004 | 0.007 ± 0.005 | 1508 | 0.502 |
| 0.01 | 0.015 ± 0.016 | 0.21 ± 0.22 | 2196 | 0.731 |
| 0.1 | 0.028 ± 0.035 | 0.40 ± 0.50 | 2905 | 0.967 |
| Финальные двойные | 0.10 ± 0.06 | 1.4 ± 0.8 | 1000 | — |

Из табл. 1 виден рост величины $\overline{L_m}$ с увеличением радиусов фрагментов r . Как показали проведенные в настоящей работе численные эксперименты, при расстояниях между центрами фрагментов меньше $0.1 d$ их относительная орбита близка к невозмущенному кеплеровскому эллипсу, следовательно при одной и той же начальной конфигурации величина момента L_m не должна зависеть от r . Поэтому увеличение $\overline{L_m}$ с ростом r объясняется расширением «зоны слияний» в области D (см. рис. 2а). Зависимость удельных спиновых моментов $L_m(\xi, \eta)$ от начальной конфигурации, представленная на рис. 2б, сходна с аналогичной зависимостью минимальных расстояний $r_{\min}(\xi, \eta)$ (рис. 2а).

В последней строке табл. 1 приведено среднее значение удельного углового момента $\overline{L_b}$ и стандарт σ_{L_b} для финальных пар, образующихся при распаде тройных систем с компонентами равных масс и нулевыми начальными скоростями. Эти значения $\overline{L_b}$ и σ_{L_b} получены по данным численных экспериментов [14] для 1000 вариантов начальных конфигураций, выбиравшихся случайным образом в области D . На рис. 3 представлены распределения моментов L_b финальных двойных систем и спиновых моментов L_m «продуктов слияния» при $r = 0.1 d$. Как видно из рис. 3 и табл. 1, значения удельных угловых моментов L_b финальных пар в среднем значительно больше, чем спиновые моменты L_m «продуктов слияния» при первом двойном сближении газовых фрагментов. Распределение угловых моментов L_b финальных двойных систем приблизительно равномерно в интервале $[0, 0.2] d^2/\tau$; распределение удельных моментов L_m «продуктов слияния» имеет резкий максимум вблизи 0 (рис. 3). Это различие распределений и расхождение средних значений может быть связано с влиянием начальных условий (нулевые начальные скорости) на распределение величин L_m : до момента первого двойного сближения в тройной системе не происходило сильных гравитационных взаимодействий — тройных сближе-

ний тел, которые могли бы привести к значительному увеличению угловых моментов образующихся двойных систем (предполагалось, что весь орбитальный момент пары фрагментов перейдет в спиновый при их слиянии).

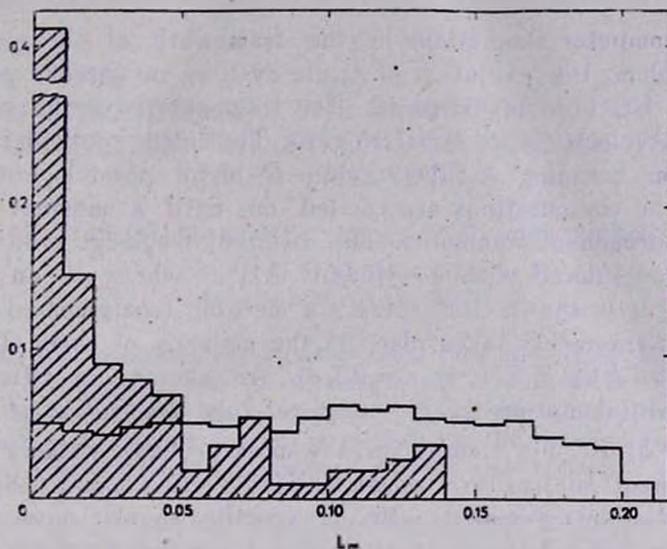


Рис. 3. Распределения удельных спиновых моментов L_m «продуктов слияния» при $r = 0.1 d$ (заштриховано) и удельных орбитальных моментов L_b финальных двойных систем.

3. Результаты проведенных численных экспериментов показали, что полученные при численном моделировании средние значения и распределения удельных спиновых моментов L_m «продуктов слияния» газовых фрагментов при первом двойном сближении, а также удельных угловых моментов L_b финальных двойных систем (см. табл. 1 и рис. 3) согласуются по порядку величины с оценками удельных спиновых моментов наблюдаемых дисковых галактик $\sim 10^{28-30}$ см²/с, полученными по данным [10], что поддерживает предположение [9] о появлении быстрого вращения галактик в результате слияния пар протогалактических газовых облаков в группах небольшой кратности за счет приливных взаимодействий с членами группы.

Авторы глубоко благодарны Ж. П. Аносовой и А. Д. Чернину за ценное обсуждение результатов и постоянное внимание к работе.

Ленинградский педагогический
институт

Ленинградский государственный
университет

THE NUMERICAL STUDY OF COALESCENCE PHENOMENON IN TRIPLE SYSTEMS OF GASEOUS PROTOGALACTIC FRAGMENTS

L. G. KISELEVA, V. V. ORLOV

By computer simulations in the framework of the general three-body problem, the evolution of triple systems of gaseous protogalactic fragments has been investigated. The fragments have the same masses, the initial velocities are equal to zero. The initial positions are chosen by uniform scanning in the region D of all possible initial configurations. The computations are carried on until a moment of the first double approach of fragments. The different fragment radii in this moment are considered within $r \in [0.001, 0.1] d$, where d — an average system size. It is shown for these r a merging (coalescence) in the pair of gaseous fragments takes place in the majority of cases (from 50.2% at $r = 0.001 d$ to 96.7% at $r = 0.1 d$). An average specific momentum of their orbital motion transforming to spin momentum of a "merger" is $(0.4 \pm 0.5) \cdot 10^{29} \sqrt{\mu \cdot l} \text{ cm}^2/\text{s}$ for the most probable value $r = 10 \cdot l \text{ kpc}$ (the fragment masses are equal to $5 \cdot 10^{10} \mu M_{\odot}$; l and μ are the scale factors), it is in agreement with the specific angular momenta for disc galaxies on l , $\mu \sim 1$. In the region D for every r a continuous zone of initial configurations corresponding to the mergings is separated.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Э. Гуревич, А. Д. Чернин, Введение в космогонию, Наука, М., 1978.
2. R. B. Larson, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 11, 219, 1973.
3. Г. Н. Дубошин, Небесная механика. Аналитические и качественные методы, Наука, М., 1978.
4. Т. А. Азгян, Ж. П. Аносова, Астрон. ж., 44, 1261, 1967.
5. Т. А. Азгян, Ж. П. Аносова, Астрофизика, 4, 31, 1968.
6. Ж. П. Аносова, Итоги науки и техн. ВИНТИ, Астрон., 26, 57, 1985.
7. Ж. П. Аносова, В. В. Орлов, Тр. АО ЛГУ, 40, 65, 1985.
8. Д. И. Бароусов, Д. И. Ушаков, А. Д. Чернин, Препр.—ЛФТИ, № 1016, 1986.
9. А. Д. Чернин, Астрофизика, 13, 69, 1977.
10. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия, Наука, М., 1978.
11. N. Roos, C. A. Norman, Astron. and Astrophys., 76, 75, 1979.
12. B. J. T. Jones, G. Efsthliou, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 27, 1979.
13. S. J. Aarseth, S. M. Fall, Astrophys. J., 236, 43, 1980.
14. Т. А. Азгян, Ж. П. Аносова, В. В. Орлов, Астрофизика, 19, 111, 1983.

УДК: 524.354.6—622

ACCRETION DISKS IN THE BIMETRIC THEORY OF
GRAVITATION: THE STRONG GRAVITY OF THE
INNER DISK EDGE

E. V. CHUBARIAN, H. G. PAUL, A. V. SARKISSIAN

Received 21 October 1986

Accepted 20 August 1987

Optically thin bremsstrahlung accretion disks, calculated in the bimetric theory of gravitation, are compared with the corresponding ones in Einstein's theory. The sensibility of the inner disk edge located in the strong gravity region of the sufficiently compact central object suggests arguments for the confirmation that the accretion disk as a whole could be determined by strong gravity effects.

Introduction. Accretion disks, widely accepted to drive a great variety of galactic compact sources [1—4], are very sensitive with respect to the inner boundary, behaviour and conditions, (already demonstrated in the basic works on accretion disk theory by Von Weizsaecker [5] and Lust [6]). These conditions, determining energetic efficiency and the structure of the whole disk, are located in the strong gravity region of the highly compact central object. Therefore, there seems to be a hope to find strong gravity affected processes which dominate in an astronomical phenomena as a whole [7, 8]. Unfortunately, in the relativistic standard disk models [9—11] an inner boundary value problem obstructs the clean physical understanding of the inner disk edge. This problem was attacked by Stoeger in [12, 13] neglecting pure hydrodynamical effects but illuminating possibilities for a solution in the framework of thin accretion disks. Another approach [14—17] is yielded from the thick accretion disk theory [18, 20]. A type of slender torus approximation can be used for the inner edge region of the standard disk; interesting aspects of the thick disk theory arise from the instability investigations [21—23].

In recent years an innermost abnormal temperature profile was found by the refinement of the relativistic standard model [23, 24]. The temperature behaviour nearby the marginally stable test particle orbit r_{ms} , offers a possibility to solve the inner boundary value problem and

to obtain some essentials of both approaches, previously mentioned 8]. Models using the condition of nondissipation in the supersonic stream region with the no angular momentum transport are the only consistent ones in the inner disk region up to now. But on the other hand, if the highly compact central body's radius R is less than the radius of the marginally bound test particle's orbit r_{ms} , or the radius of the marginally stable particle orbit a necessary condition for the existence of this region appears in the refinement of the standard model [24, 7, 8].

The behaviour of this innermost cooling region visualizes the sensibility of the essentials of the whole disk from the strong gravitational field region [7]. Therefore the purpose of this paper is to give an example for this sensibility by the constriction of an optically thin bremsstrahlung disk [25, 26] in an alternative theory of gravitation with the following comparison of the inner edge with the corresponding one in Einstein's theory. The bimetric theory of gravitation [27, 28] is used here. For this theory the external static and stationary solutions are known [27-30]. Also, compact massive objects were discussed in the limits of this theory [31, 32]. The "weak case" of the bimetric gravitation theory (both masses in the line element (1) are equal, $\beta = M/M' = 1$) suggests strong gravity sensibility of accretion disks which is demonstrated by the existence of more massive, compact and softer radiating "bimetric disks" here than the corresponding ones in Einstein's theory. These different appearances of "bimetric" and "Einstein" disks must be strengthened, first, in the "strong" bimetric case $\beta = M/M' > 1$, and second in the case of the rotating central body. The first suggestion is proved in this paper.

2. *The equations of structure.* A thin accretion disk (thickness $h \ll$ radii R) without substantial self-gravitation orbits a compact, non-rotating object near and in the equatorial plane ($|\theta - \pi/2| \ll 1$). The external static spherical symmetric space-time of the central body is described by Line elements [27, 28, 34].

$$ds^2 = -dt^2 + dR^2 + R^2 d\varphi^2 + dz^2, \quad (1)$$

$$ds^2 = -A^2(R) dt^2 + B^2(R) dR^2 + R^2 d\varphi^2 + dz^2,$$

with $A^2 = e^{-M/r}$, $B^2 = \left(1 - \frac{M'}{r}\right)^{-2}$ and the isotropic radius $r = R e^{-M'/r}$.

We follow closely the general methods developed for relativistic, thin accretion disks [9] and use the theoretical framework to calculate optically thin bremsstrahlung disks in general spherical symmetric

space—time. The disk matter is described by the energy momentum tensor

$$T_{\mu\nu} = \rho_0 (1 + \pi) u_\mu u_\nu + t_{\mu\nu} + q_\mu u_\nu + q_\nu u_\mu \quad (2)$$

with

$$q_\mu u^\mu = 0, \quad t_{\mu\nu} u^\nu = 0, \quad t^\mu{}_\mu = 0.$$

and ρ_0 rest mass density, π internal specific energy, $t_{\mu\nu}$ pressure tensor and q_μ heat flow.

First of all, the symmetric tensor $T_{\mu\nu}$ can be decomposed unambiguously with respect to a timelike unit vector in (2) plus a pressure term $P \cdot h_{\mu\nu} = P(g_{\mu\nu} + u_\mu u_\nu)$ [35, 36] ($h_{\mu\nu}$ is the projection tensor). This pressure term falls out during the integration of the equation of motion in the axial symmetric stationary case and with the matter assumptions considered here.

Second, in the standard theory of accretion disks the internal energy in $T_{\mu\nu}$ is neglected which is questionable at low temperatures. Temperature gradients which follows from π in the equations of motion changes the type of differential equations qualitatively. Therefore, this neglect is not carried out here.

The disk matter orbiting the central body on nearly axial-symmetric paths with the velocity of orbit v_φ in the effective field

$$V^2(\tilde{L}^2, R) = A^2 \left(1 + \frac{\tilde{L}^2}{R^2} \right), \quad (3)$$

possesses specific angular momentum $\tilde{L} = \frac{R^2 \Omega}{\tilde{E}} \gamma$, specific energy $\tilde{E} = A\gamma$,

and angular velocity $\Omega^2 = \frac{1}{2R} \frac{dA^2}{dR} \left(\gamma^2 = (1 - v_\varphi^2)^{-1} = \frac{A^2}{A^2 - \frac{R}{2} \frac{dA^2}{dR}} \right)$.

Using the disk structure equations for a completely ionized hydrogen plasma with viscosity [7, 8] and bremsstrahlung cooling [26], in a general spherical symmetric space time and substituting the strong gravity case of bimetric theory we obtain (in specified CGSE units) for the vertical energy flux

$$q^z(r) = 3.1807 \cdot 10^{10} \frac{\gamma \omega \cdot i^2 M_{17}^2}{A^4 R^4 T^3 M_\odot^3} \cdot \beta^{9/2}. \quad (4)$$

for thickness

$$h(r) = 0.1899 \frac{T^{1/2}}{\gamma \omega} \cdot \frac{M}{\beta^{3/2}}, \quad (5)$$

for rest mass density and surface density

$$\rho_0(r) = 4.1980 \cdot 10^{-11} \left[\frac{q^*}{h T^{1/2}} \right]^{1/2}, \quad \Sigma(r) = 2\rho_0 h, \quad (6)$$

for pressure and radial accretion flow velocity in orbiting reference

$$P(r) = 1.6508 \cdot 10^8 \cdot \rho_0 \cdot T, \quad (7)$$

$$\bar{v}^r = 1.7964 \cdot 10^{10} \frac{\dot{M}_{17} \cdot \beta}{M \cdot R \cdot A \rho_0 h},$$

and for temperature profile

$$\frac{dT}{dr} = 3.6294 \cdot 10^{12} \frac{\gamma^2 R \cdot \beta^{1/2} i(r)}{r \cdot A^2 B} \left[\beta^{1/2} \omega_{,R} + 8.7269 \cdot 10^{20} \frac{\dot{M}_{17} \beta^2 \omega B i(r)}{M \cdot \alpha^2 A \gamma R \cdot T^2} \right]. \quad (8)$$

We have expressed the accretion rate \dot{M}_0 , masses and the radii r , R in units typical for galactic X-ray sources;

$$\dot{M}_{17} = \dot{M}_0 / 10^{17} \frac{g}{s} = \dot{M}_0 / 10^{-9} \frac{M_\odot}{yr}, \quad M = M / 3M_\odot = 3M',$$

$$r = r / M', \quad R = R / M' = r \cdot e^{-1/r},$$

with this normalization

$$\gamma^2 = \frac{r-1}{r-2}, \quad \omega = \frac{M}{\beta^{3/2}} \Omega = \frac{e^{\frac{1+\beta}{r}}}{r \cdot (r-1)^{1/2}}, \quad A^2 = e^{-\frac{2\beta}{r}},$$

$$B^2 = r^2 / (r-1)^2, \quad (9)$$

and the integral

$$i = \int_{r_0}^r e^{\frac{1-\beta}{r}} \left\{ \frac{(r-1)^{1/2}}{r} - \frac{r \cdot (r-2 + \beta)}{2(r-1)^{3/2}(r-2)} \right\} dr. \quad (10)$$

Which means that the algebraic functions describing the space time structure are only functions of the isotropic radius r , independent on the parameter of structure α , \dot{M}_0 , M for the accretion disk; the physical quantities from (4) up to (8) depend explicitly on T and r . Integral (10) changes its sign caused by $\tilde{L}_{,R} \cong 0$ for $R \cong R_{ms}$, R_{ms} is the radius of marginally stable test particle orbit in \tilde{V}^2 (3) and can be found from

$$R_{ms} = r_{ms} e^{1/r_{ms}}, \quad r_{ms} = 2 + \beta + \sqrt{2 + 2\beta + \beta^2}$$

(following the conditions $d\tilde{V}^2/dR = d^2\tilde{V}^2/dR^2 = 0$, Fig. 1).

Thus the temperature gradient (8) possesses an innermost positive value leading to a cooling behaviour for decreasing r . ($T_{,r} > 0$) and the usually negative outer value ($T_{,r} < 0$). The integration of equation (8) can be started from the radius of marginally bound test particle orbit

$R_{.mb} = r_{.mb} e^{-\frac{1}{r_{.mb}}}$ being the last possible bound motion of the disk matter $\left(\frac{d\tilde{V}^2}{dR}\right)_{r_{.mb}} = 0$ and $(\tilde{V})_{r_{.mb}} = 1$ obtained from

$$(r_{.mb} - 1) \cdot e^{-\frac{2\beta}{r_{.mb}}} = r_{.mb} - 1 - \beta.$$

Of course this boundary condition is chosen only with respect to strong gravity effects.

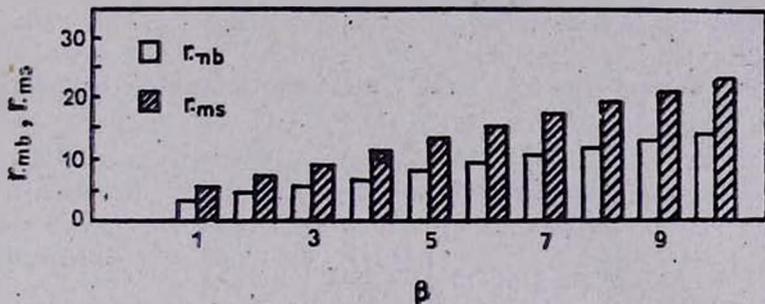


Fig. 1. The dependence of $r_{.ms}$, $r_{.mb}$ on "absorption" parameter β .

In order to fix the inner edge $r_{.in}$ of the disk the boundary condition

$$M_r(r_s) = \frac{v^r}{a_s} = 1, \tag{11}$$

$$a_s^2 = \frac{2}{m_p} \left[T + \rho_0 \frac{dT}{d\rho} \right],$$

is assumed which separates the hydrodynamically different super- and subsonic regions (a_s is the velocity of sound in the completely ionized hydrogen plasma). Condition (11) is based on the hydrodynamical fact that the turbulent viscosity causing the angular momentum transport breaks down by shock effects in the supersonic region

$$r_s \ll r_{.s} = r_{.in}$$

(dissipation of the turbulent cells in the first approximation).

But this angular momentum transport is needed for disks with gravitational potential energy release (not only for disks with a dominance of this release assumed here).

To find the inner disk edge behaviour we substitute power series

$$T = \Delta r \cdot (b_1 + b_2 \Delta r + \dots), \quad \Delta r = r - r_{mb}, \quad (12)$$

in the equations of structure (4)–(8) and calculate q^z , h , ρ_0 ... in the neighbourhood of r_{mb} at r . By means of (11) one obtains Δr ,

$$\Delta r = 6.80 \cdot 10^{-2} \left[\frac{M_{17} \alpha^4 \beta^{5/2}}{M} \right]^{1/3} f_\Delta(r.) \quad (13)$$

and $r_{in} = r_{mb} + \Delta r$. Where

$$f_\Delta = \frac{e^{-\frac{11}{r_{mb}}} (r_{mb} - 1)^2 r_{mb}^{17/6} (r_{mb} - 2)^{3/4}}{\{2(r_{mb} - 1)^2 (r_{mb} - 2) - r_{mb}^2 (\beta - 2 + r_{mb})\}^{4/3}}$$

Solving the equations of structure at the inner disk boundary we get:

$$q_{in}^z = 9.29 \cdot 10^{23} \left[\frac{M_{17} \beta^{10}}{M^2 \alpha^2} \right]^{1/3} f_q(r.), \quad (14)$$

$$h_{in} = 1.51 \cdot 10^4 \left[\frac{M^2 M_{17} \alpha^2}{\beta^2} \right]^{1/3} f_h(r.), \quad (15)$$

$$\rho_{0in} = 1.17 \cdot 10^{-3} \left[\frac{M_{17} \beta^5}{M^2 \alpha^2} \right]^{1/3} f_\rho(r.), \quad (16)$$

$$P_{in} = 1.22 \cdot 10^{12} \frac{M_{17}}{M^2} \beta^2 f_p(r.), \quad (17)$$

$$\Sigma_{in} = 35.33 \left[\frac{M_{17}}{M^2 \alpha} \right]^{1/3} \beta \cdot f_h(r.) f_\rho(r.), \quad (18)$$

$$v_{in}^r = 3.40 \cdot 10^{-2} \left[\frac{M_{17} \alpha \beta^2}{M} \right]^{1/3} f_v(r.), \quad (19)$$

and

$$T_{in} = 6.29 \cdot 10^9 \left[\frac{M_{17} \alpha \beta^2}{M} \right]^{2/3} f_T(r.). \quad (20)$$

Using the abbreviation $g = |2(r_{mb} - 1)^2 (r_{mb} - 2) + r_{mb}^2 (\beta - 2 + r_{mb})|$, algebraic functions $f(r.)$ will be written in the form:

$$f_q = \frac{\exp\left(\frac{7-3\beta}{3r_{mb}}\right) \cdot g^{23}}{r_{mb}^3 (r_{mb} - 1)}, \quad f_p = \frac{\exp\left(\frac{11-7\beta}{12r_{mb}}\right)}{r_{mb}^{7/6} (r_{mb} - 2)^{1/12}} g^{34},$$

$$f_h = \frac{\exp\left(\frac{\beta-11}{r_{mb}}\right) (r_{mb} - 1)^{1/2} r_{mb}^{7/12} (r_{mb} - 2)^{1/24}}{g^{13}},$$

$$f_v = \frac{\exp\left(-\frac{2}{r_{mb}}\right) r_{mb}^{5/12} (r_{mb} - 1)^{1/2}}{(r_{mb} - 2)^{1/24}} g^{16},$$

$$f_r = \frac{\exp\left(\frac{37-7\beta}{12r_{mb}}\right)}{r_{mb}^2 (r_{mb} - 1)} g^{5,12}, \quad f_T = f_v^2.$$

β depends on the equation of state for the matter of the central body. On the other hand M' represents the sum of rest masses of the particles of the central body, while M is the mass weighed by circular orbiting test particles. This means β measures the absorption (positive and negative, respectively) effect of gravitation. In order to visualize the influence of the absorption parameter on the inner disk edge behaviour the quantities (14 up to 20) are normalized on the value without absorption ($\beta = 1$):

$$\begin{aligned} \Delta \bar{r}_i(\beta) &= 2.69 \beta^{5.6} f_s, & \bar{\rho}_{0in}(\beta) &= 2.81 \beta^{5.3} f_r, \\ \bar{h}_{in}(\beta) &= 0.48 \beta^{-2.3} f_h, & \bar{q}_{in}^z(\beta) &= 14.16 \beta^{10.3} f_q, \\ \bar{P}_{in}(\beta) &= 32.36 \beta^3 f_p, & \bar{v}_{in}(\beta) &= 3.40 \beta^{2.3} f_v, \\ \bar{T}_{in}(\beta) &= 11.48 \beta^{4.3} f_T. \end{aligned} \tag{21}$$

In order to compare the inner boundary behaviour of the bimetric disk with the corresponding one in Einstein's theory we have written down the quantities (14 up to 20) in units of the corresponding values found for the "Einstein disk":

$$\begin{aligned} \frac{(q_{in}^z)^B}{(q_{in}^z)^E} &= 45.10 \cdot \beta^{10.3} f_q, & \frac{(h_{in})^B}{(h_{in})^E} &= 2.98 \cdot \beta^{-2.3} f_h, \\ \frac{(\rho_{0in})^B}{(\rho_{0in})^E} &= 1.07 \cdot \beta^{5.3} f_r, & \frac{(P_{in})^B}{(P_{in})^E} &= 22.71 \cdot \beta^3 f_p. \end{aligned} \tag{22}$$

$$\frac{(\overline{v_{in}^r})^B}{(\overline{v_{in}^r})^E} = 11.90 \cdot \beta^{2.3} f_v, \quad \frac{(T_{in})^B}{(T_{in})^E} = 141.59 \beta^{4.3} f_T.$$

$$\frac{(\Sigma_{in})^B}{(\Sigma_{in})^E} = 3.19 \beta f_p f_h.$$

(B and E stand for functions calculated in bimetric and Einstein theories, respectively). The inner disk edge reflecting quantities (14 up to 22) were calculated by assuming the condition $\Delta r \ll 1$ or $\Delta r \ll M'$ respectively. This condition is fulfilled for a wide class of astrophysical objects

$$\frac{\dot{M}_{17} a^4}{M} \ll \frac{3 \cdot 10^3}{f \Delta^3 \beta^{5/2}} \quad (23)$$

(At the Eddington limit we have $\dot{M}_{17} \approx 10 M_*$; $a < 1$).

Of course, the deduced properties of the inner disk boundary are necessary conditions for the functions of structure (4)–(8), only, and valid under the condition (23). In the next higher order of Δr , (12), (13) the values of the structure functions on the inner disk edge have to be corrected in the next higher approximation. With respect to the parameter of structure the class of accretion disks taken into consideration is certainly enlarged.

Besides the boundary properties, for a detailed comparison of the "bimetric disk" and the "Einstein disk" the equations of structure (4)–(8) must be integrated in the innermost disk region. This will be carried out later. Strong restrictions, bounding the region of validity of the model used here, came from the thin disk assumption $h \ll R$ and the subsonic condition $\mu_r \ll 1$. On the inner edge, the first condition leads to

$$\frac{\dot{M}_{17} a}{M} \ll \frac{2.5 \cdot 10^4}{\beta \cdot f_h^3} \quad (24)$$

(with (15), (13)) while the second condition is fulfilled by the definition. From the thin disk assumption ($h \ll R$) it follows that

$$T \ll 5.4 \cdot 10^{12} \frac{e^{\frac{2\beta}{r}}}{(r-2)} \beta. \quad (25)$$

This is fulfilled in the inner edge region ($r_{\text{out}} < r_{\text{in}} \ll r_c < r_{\text{cms}}$).

3. *Discussion.* With the increase of mass of the central body, massivity Σ_{in} , pressure P_{in} , temperature T_{in} , and energy flux q_{in}^z decrease, because the inner gap h_{in} of the accretion disk opens with the corresponding decrease of radial accretion flow v_{in}^r in this case. The inner gap h_{in} widens with the increase of the accretion rate \dot{M}_{17} , too. But in this case the accretion flow velocity grows and the inner disk edge becomes hotter and hardly radiates with the corresponding growth of massivity, pressure and compactness. With the increase of "viscosity" (parameter) the inner disk boundary becomes hotter but radiates weaker. This can be understood through the growth of the accretion flow velocity on the one hand, and on the falling off of massivity and the compactness on the other.

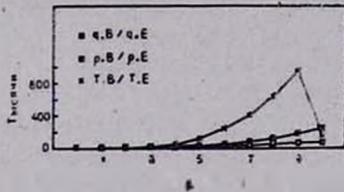


Fig. 2. The dependence of vertical energy flux, rest mass density, temperature on "absorption" parameter β .

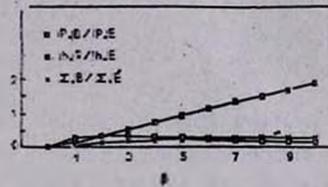


Fig. 3. The dependence of pressure, thickness and surface density on "absorption" parameter β .

This behaviour of the inner edge known already for the weak bimetric case $\beta = 1$, is modified by the absorption parameter $\beta = M/M'$. Large β represents the strong gravity case in bimetric theories. It is interesting to note that with the growth of gravity ($\beta \lesssim 10$) qualitatively the same effect can be observed as with increasing accretion rate. Although, in this case, the gap is much more closed. This means the inner disk edge radiates stronger and harder from a more massive, but less compact inner disk boundary r_{in} at growing gravity β . In addition, the absorption parameter from 2 up to 3 orders of magnitude is stronger than the accretion rate and the "viscosity". Thereby, an important conclusion can be drawn that the theory depending effects determine stronger the appearance, of the disk rather than the internal parameters of structure (\dot{M}_{17}, α) of the disk. This conclusion is supported by comparison of the inner boundary behaviour of corresponding disks in bimetric and Einstein's theory.

From (22) one can conclude that the "bimetric disk" radiates harder and stronger from a more massive and less compact inner edge than the "Einstein disk" ($\beta \geq 1$). Independently from the disk param-

ters M_{17} , M and α this appearance is strengthened by the increasing gravity (increasing "absorption parameter") in the bimetric case.

The existence of a more massive and compact "bimetric disk", which radiates softer with higher luminosity from the innermost region, can be considered as a hint that accumulating accretion disk can be used to test gravitation theories.

Yerevan State University
Central Institute of Astrophysics.
Academy of Sciences of GDR

АККРЕЦИОННЫЕ ДИСКИ В БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ: СИЛЬНАЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ВНУТРЕННЕЙ ГРАНИЦЫ ДИСКА

Э. В. ЧУБАРИАН, Х. Г. ПАУЛЬ, А. В. САРКИСЯН

В рамках Биметрической теории гравитации рассчитаны оптически тонкие аккреционные диски с тормозным излучением. Проведено сравнение полученных результатов с соответствующими в эйнштейновской теории. Гравитационная чувствительность расположенной в сильном поле центрального компактного объекта внутренней границы диска является аргументом в пользу утверждения, что аккреционный диск возможно в целом определяется сильными гравитационными эффектами.

REFERENCES

1. *J. E. Pringle*, *Ann. Rev. Astrophys.*, **19**, 137, 1981.
2. *C. L. Shapiro, S. A. Teukolsky*, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*, John Wiley and Sons, N. Y., 1983.
3. *J. Frank, A. R. King, D. J. Ratne*, *Accretion power in astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1985.
4. *H. G. Paul, G. Rudiger*, *Stern* (in press).
5. *C. F. V. Weizsacker*, *Z. Naturforschg.*, **3a**, 524, 1948.
6. *R. Lust*, *Z. Naturforschg.*, **7a**, 87, 1952.
7. *H. G. Paul*, *Astron. Nachr.*, **306**, 117, 1985.
8. *H. G. Paul*, *Astron. Nachr.*, (in press).
9. *J. M. Bardeen, W. H. Press, S. A. Teukolsky*, *Astrophys. J.*, **178**, 347, 1972.
10. *I. D. Novikov, K. S. Thorne*, in "Black Holes", eds. C. DeWitt, B. DeWitt, Gordon and Breach, 1973.
11. *D. N. Page, K. S. Thorne*, *Astrophys. J.*, **191**, 499, 1974.
12. *W. R. Stoeger*, *Astron. and Astrophys.*, **53**, 267, 1976.
13. *W. R. Stoeger*, *Astrophys. J.*, **235**, 216, 1980.
14. *B. Muchotrzeb, B. Paczynski*, *Acta Astron.*, **32**, 1, 1982.
15. *Z. Loska*, *Acta Astron.*, **32**, 13, 1982.

16. *B. Muchotrzeb*, *Acta Astron.*, **33**, 79, 1983.
17. *B. Muchotrzeb-Cerny, M. Zbysrewska*, *Contr. papers to GR-10, Padova* 1983.
18. *M. Korlowski, M. Jarluszynski, M. A. Abramowicz*, *Astron. and Astrophys.*, **63**, 209, 1978.
19. *B. Paczynski, P. Witfa*, *Astron. and Astrophys.*, **88**, 23, 1980.
20. *M. Jaroszyński, M. A. Abramowicz, B. Paszynski*, *Acta Astron.*, **30**, 1, 1980.
21. *M. A. Abramowicz, M. Calvani, L. Nobili*, *Astrophys. J.*, **242**, 772, 1980.
22. *S. Hacyan*, preprint Instituto de Astronomia, Universidad Mexico, 1982.
23. *H. G. Paul*, *proceeding of COSPAR/IAU Simp.*, 1987, Sofia.
24. *J. Zhang, S. Jlang*, *Act. Astrophys. Sin.*, **2**, 277, 1982.
25. *J. E. Pringle, J. M. Rees, A. G. Pacholczyk*, *Astron. and Astrophys.*, **29**, 179, 1973.
26. *D. G. Payne, D. M. Eardley*, *Astrophys. Lett.*, **19**, 39, 1977.
27. *N. Rosen*, *Gen. Rel. and Grav.*, **4**, 435, 1973.
28. *N. Rosen, J. Rosen*, *Astrophys. J.*, **212**, 605, 1977.
29. *G. S. Sahakian, A. V. Sarkisstan, B. V. Khachatryan, E. V. Chubarian*, *Astrofizika*, **14**, 489, 1978.
30. *A. V. Sarkisstan, B. V. Khachatryan, E. V. Chubarian*, *Astrofizika*, **15**, 503, 1979.
31. *A. V. Sarkisstan, E. V. Chubarian*, *Astrophys. and Space Sci.*, **98**, 1, 1984.
32. *E. V. Chubarian, A. V. Sarkisstan*, *Contr. papers to GR-11, Stockholm*, 1986.
33. *H. G. Paul*, *Contr. papers to 14-th seminar on Rel. Phys.*, Jena, 1982.
34. *D. E. Liebscher*, *Ann. Phys. Lei.*, **34**, 402, 1977.
35. *C. Eckart*, *Phys. Rev.*, **58**, 919, 1940.
36. *P. Jordan, J. Ehlers, R. K. Sachs*, *Akad. Weis. Lit. Mainz. Abh. Math.-Nat. Kl.*, **1**, 1961.
37. *N. J. Shazura, R. A. Sunyaev*, *Astron. Astrophys.*, **24**, 337, 1973.

УДК 524.728—8

УДАРНЫЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ОБОЛОЧЕЧНОПОДОБНЫХ СТРУКТУР В ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИКАХ

Б. И. ГНАТЫК, В. А. КРОЛЬ

Поступила 8 июля 1986

Принята к печати 15 июля 1987

Записана система уравнений, описывающих в приближении бесконечно тонкого слоя динамику раздувающихся под влиянием процессов типа звездного ветра оболочек с переменной массой в неоднородных гравитирующих средах. С помощью численного интегрирования полученной системы уравнений исследован процесс формирования оболочечноподобных структур в эллиптических галактиках, инициируемый активностью ядра. В случае рекуррентной активности ядра галактики рассматриваемый в работе механизм может обеспечить формирование последовательности таких оболочек в галактике.

1. *Звездные оболочечноподобные структуры в эллиптических галактиках.* На существование протяженных звездных оболочечноподобных структур очень низкой поверхностной яркости вокруг эллиптических галактик (Е-галактик) указывалось в [1—3]. У галактик другого типа, например спиральных, такие структуры обычно не встречаются. Они отчетливо видны, имеют правильную дугообразную форму и представляют собой неполностью замкнутые концентрические дуги, иногда полностью окружающие центральную галактику. Число оболочек, обнаруженных вокруг таких галактик, колеблется приблизительно в пределах от 1 до 20 у каждой. Радиусы R_n оболочек достигают значений в десятки килопарсек, у некоторых $R_n \approx 100$ кпк [4]. Оболочечноподобные структуры встречаются преимущественно вокруг изолированных эллиптических галактик, причем практически в 15% из них. Представителем такого класса объектов является гигантская радиогалактика NGC 5128 [1].

Существует проблема происхождения таких структур. Возможно, они — результат влияния извне, скажем, влияния соседних галактик. Возможно, оболочечноподобные структуры возникают в результате протекания активных внутrigалактических процессов. В [5] предполагалось, что оболочки состоят из звезд, которые сформировались из сжатого ударной волной газа галактического ветра. При этом считалось, что галактический ветер

состоит из вещества, ранее выброшенного звездами в виде звездного ветра или в результате сброса оболочек типа планетарных туманностей. Причиной возникновения интенсивного галактического ветра служили вспышки сверхновых звезд. В этой модели неясно, как может образоваться серия оболочек, имеющих форму концентрических дуг и следующих друг за другом.

В [2, 4] предполагался механизм формирования оболочек, основанный на гипотезе о столкновении (слиянии) эллиптической галактики с дискообразной. В этом сценарии есть свои трудности и проблемы. Результаты численных расчетов показывают, что в таком механизме с большей вероятностью возникают структуры типа широких струй или переобразные структуры, чем оболочечноподобные. Кроме того, как известно, феномен оболочек чаще встречается в изолированных E-галактиках.

Трудности моделей [4, 5] привели к сценарию формирования оболочечноподобных структур, предложенному Вильямсом и Христиансенем [6]. В [6] предлагалось считать, что оболочки в E-галактиках состоят из звезд, которые сформировались в плотном слое газа за фронтом ударной волны, распространяющейся от центра на периферию под влиянием ветра от активного ядра галактики. Плотный слой газа за фронтом волны состоит преимущественно из сгребаемого ею межзвездного вещества эллиптической галактики, т. е. из газа, оставшегося после эпохи звездообразования, а также выброшенного звездами в результате эволюции. Из-за остывания плотный слой газа со временем становится неустойчивым, что приводит к звездообразованию в нем, которое может прекратиться в результате деятельности возникших горячих звезд и вспышек сверхновых.

Концепция галактического ветра от активного ядра является аналогом концепции звездного ветра. Следует отметить, что ее разработка актуальна также в связи с попытками объяснить спектры излучения таких активных астрофизических объектов, как квазары, лацертиды [3, 5] и для объяснения происхождения крупномасштабной структуры Вселенной [7].

Гидродинамическая модель взаимодействия звездного ветра с межзвездной средой впервые рассмотрена в [8]. В ряде последующих работ изучались различные аспекты взаимодействия истекаемого (выбрасываемого) из звезды (центрального объекта) вещества с межзвездной средой. Начальные стадии взаимодействия выбрасываемого вещества с окружающей средой и формирование головной (внешней) и возвратной (внутренней) ударных волн исследованы в [9]. Эволюция выдуваемой ветром и состоящей из нагребенного межзвездного газа оболочки изучена в [10]. Важный в космологическом аспекте детонационный режим движения рассмотрен в [11]. В перечисленных работах были найдены аналитические решения для случаев автомодельных движений. В модели [6] образования оболочечноподобных структур оказались существенными противодействие

и гравитационное взаимодействие оболочки со звездной составляющей галактики, учет которых делает задачу неавтономной. Для описания движения оболочки в этом случае удобно воспользоваться приближением бесконечно тонкого слоя [12, 13]. Вильямс, Христиансен показали [6], что в приближении бесконечно тонкого слоя также существует аналитическое решение уравнений, описывающих динамику газовой оболочки за фронтом ударной волны с учетом эффектов гравитации, если плотности звездной $\rho_{\text{зв.}}(r)$ и газовой $\rho_{\text{газ.}}(r)$ составляющих галактики изменяются по закону обратных квадратов ($\rho_{\text{газ. зв.}} \sim r^{-2}$), мощность галактического ветра постоянна, а противодействие не учитывается. Это идеализированное решение описывает движение оболочки с постоянной скоростью и не дает возможности оценить влияние параметров модели на процесс формирования и динамику оболочки.

В настоящей работе система уравнений, описывающих движение оболочки, расширена таким образом, чтобы в динамике учитывалось изменение гравитирующей массы, противодействие, а также изменение интенсивности галактического ветра. Численное решение уравнений позволило исследовать характер поведения оболочки и влияние на ее динамику характеристик модели — распределения плотности газа и звезд, интенсивности ветра и др.

2. *Профили плотности звезд и газа в эллиптических галактиках.* Усредненное распределение плотности гравитирующей массы внутри эллиптической галактики при отсутствии у нее протяженного гало может быть представлено формулой Кинга [14, 15]:

$$\rho_{\text{зв.}}(r) = \rho_{\text{зв.}}(0) (1 + r^2/r_c^2)^{-3/2}, \quad (1)$$

здесь $\rho_{\text{зв.}}(0)$ — плотность звезд в центре, r — расстояние по радиусу от центра, r_c — радиус ядра галактики. Для сравнения результатов численных расчетов, выполненных в настоящей работе, с решениями, полученными в [6], будем считать, что при условии выполнения (1) профиль плотности невозмущенного газа $\rho_{\text{газ.}}(r)$ в Е-галактике, по аналогии с поведением $\rho_{\text{зв.}}(r)$ в [6], имеет вид:

$$\rho_{\text{газ.}}(r) = \rho_{\text{газ.}}(0) [1 + (r/a)^2]^{-1}, \quad (2)$$

где $\rho_{\text{газ.}}(0)$ — плотность газа в центре, а a — радиус центральной области в распределении газа.

Усредненный профиль плотности гравитирующей массы в эллиптической галактике при наличии протяженного гало описывается формулой [14]

$$\rho_{\text{газ}}^H(r) = \rho_{\text{газ}}^H(0) [1 + (r/b)^2]^{-1}, \quad (3)$$

где $\rho_{\text{газ}}^H(0)$, b — центральная плотность и размеры ядра гало. Если межзвездный газ находится в состоянии гидростатического равновесия в гравитационном поле галактики, то, предполагая, что плотность и давление газа в эллиптических галактиках связаны политропным соотношением $P_{\text{газ}} \sim \rho_{\text{газ}}^\gamma$ и учитывая уравнение состояния $P_{\text{газ}} = \frac{k}{\mu m} \rho_{\text{газ}} T_{\text{газ}}$ (μ — средний молекулярный вес, T — температура газа, k — постоянная Больцмана, m — масса атома водорода), для распределений плотности и температуры газа имеем:

$$\rho_{\text{газ}}(r) = \rho_{\text{газ}}(0) \cdot \sigma^N(r); \quad T_{\text{газ}}(r) = T_{\text{газ}}(0) \cdot \sigma(r), \quad (4)$$

где

$$\sigma(r) = 1 - \frac{A}{N+1} \left[\frac{\text{arctg}(r/b)}{r/b} + \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{r^2}{b^2} \right) - 1 \right], \quad (5)$$

$$A = 4\pi b^2 \rho_{\text{газ}}^H(0) \cdot G \mu m / k T_{\text{газ}}(0), \quad N = 1/(\gamma - 1),$$

$T_{\text{газ}}(0)$ — температура газа в центре галактики. Поведение профилей плотности газа существенно зависит от соотношения параметров A и N .

а) В случае, когда $A \gg N+1$ газ сосредоточен в околоядерной области галактики. Температура его при росте r/b уменьшается к периферии.

б) В случае, когда $A \lesssim \frac{N}{N+1}$ (а также, когда $A \ll N+1$) физические параметры межзвездного газа медленно изменяются от центра к периферии галактики. Эллиптические галактики с такими значениями A и N имеют протяженное, практически изотермическое газовое гало, уходящее далеко за пределы сосредоточения видимой массы галактики.

в) При $1 < A < N+1$ реализуется промежуточная ситуация случаев а) и б).

Такое поведение профилей плотности $\rho_{\text{газ}}(r)$ межзвездного газа в эллиптических галактиках становится понятным, если параметр A представить в виде: $A = 3 |u_g| / (\gamma - 1) \epsilon$, где $|u_g| = G \cdot \frac{m}{b} M_{\text{газ}}^*$ — потенциальная энергия частиц газа массы m в гравитационном поле ядра гало, $\epsilon = k T_{\text{газ}}(0) / \mu (\gamma - 1)$ — внутренняя энергия, $M_{\text{газ}}^* = \frac{4}{3} \pi b^3 \rho_{\text{газ}}^H(0)$ —

масса ядра гало. Тогда случай а) соответствует ситуации $|u_g| \gg \varepsilon$. Газ удерживается в центральной области сильным гравитационным полем ядра гало. Если величина внутренней энергии превышает величину гравитационной ($\varepsilon \gg |u_g|$), то газ в результате интенсивного теплового движения выходит далеко за пределы сосредоточения видимой массы галактики, формируя протяженное газовое гало. При этом реализуется случай б). Случай в) соответствует ситуации, когда $|u_g| \sim \varepsilon$.

3. Система уравнений, описывающих формирование и динамику оболочек. Интенсивный галактический ветер от ядра галактики в активную эпоху формирует раздувающийся горячий газовый пузырь (bubble), очерченный оболочкой из сжатого межзвездного газа, сгибаемого передней кромкой пузыря при его раздувании в межзвездной среде. Эта оболочка формируется за фронтом ударной волны, возникшей при взаимодействии быстро расширяющегося переднего края пузыря с окружающей средой, плотность которой изменяется согласно (2) или (4), в зависимости от выбранной модели. По оценкам [6] $\Delta R_s/R_s \ll 1$, где ΔR_s , R_s , соответственно, толщина и радиус оболочки, поэтому для описания ее движения удобно воспользоваться приближением бесконечно тонкого слоя, в котором считается, что все нагретое вещество сконцентрировано у фронта ударной волны, так что оболочка имеет практически нулевую толщину, а радиус горячего пузыря равен радиусу внешней ударной волны [10, 12, 13, 16—19]. Метод приближения бесконечно тонкого слоя является достаточно универсальным и позволяет исследовать различные режимы движения ударных волн. Для адиабатического течения газа внутри пузыря и внутри оболочки при однократном, мгновенном выделении энергии получается автомодельное решение Седова [17]. Движение оболочки на радиативной стадии эволюции также хорошо описывается моделью тонкого слоя, известной в этом случае под названием «модель снегоочистителя» [12, 18, 19]. Использование этой модели при изучении остатков сверхновых звезд [12, 18, 19] и выдуваемых звездным ветром пузырей [10, 16] на радиативной стадии приводит к результатам, согласующимся с численными расчетами (см. обзор в [20]). Эволюция плотной, холодной оболочки в случае, когда потери горячего газа в пузыре на излучение превысят мощность ветра, также может быть исследована в рамках модели снегоочистителя [21].

Величину температуры газа внутри пузыря в рассматриваемом нами случае можно оценить из условия равенства теплового давления газа и динамического давления ветра, набегающего на фронт внутренней ударной волны. Она равна [10] $T \approx 0.2 \frac{\mu m}{k} V_w^2$, где V_w — скорость ветра. При $V_w \sim 2000$ км/с значение $T \sim 6 \cdot 10^7$ К. Время остывания газа с такой температурой и концентрацией частиц $n \ll 1$ см⁻³ превышает характерное вре-

мя ($\sim 10^8$ лет) образования оболочечной структуры, поэтому в дальнейшем будем считать, что горячий газ внутри пузыря расширяется адиабатически и без возникновения градиентов давления^{*}. Оболочка при этом практически все время будет находиться на радиативной стадии, причем характерное время ее охлаждения будет меньше характерного времени расширения [6]. Уравнения движения оболочки в сферически-симметричном случае имеют вид:

$$dR/dt = V_s; \quad (6)$$

$$dV_s/dt = -V_s^2 \frac{4\pi\rho_{ггз}(R_s) \cdot R_s^2}{M_{ггз}} + \frac{4\pi R_s^2}{M_{ггз}} (P_{in} - P_{out}) - \frac{G(M_{ггз} - M_{звз.})}{R_s^2}; \quad (7)$$

$$dE/dt = L - 2EV_s/R_s; \quad (8)$$

$$dM_{ггз}/dt = 4\pi\rho_{ггз}(R_s) \cdot R_s^2 \cdot V_s; \quad (9)$$

$$dM_{звз.}/dt = 4\pi\rho_{звз.}(R_s) \cdot R_s^2 \cdot V_s. \quad (10)$$

Здесь $E = 2\pi R_s^3 \cdot P_{in}$, $E(t)$, $P_{in}(t)$ — внутренняя энергия и давление газа внутри полости пузыря, $V_s(t)$ — скорость движения оболочки, $M_{ггз}(R_s)$ — масса газа в оболочке, $M_{звз.}(R_s)$ — масса звезд, находящихся за фронтом ударной волны и оказывающих влияние на динамику оболочки, G — гравитационная постоянная, L — мощность галактического ветра, $P_{out}(R_s) = P_{ггз}(R_s) = \frac{k}{\mu m} \rho_{ггз} \cdot T_{ггз}$ — противодействие.

Переменность L можно учесть, дополнив систему уравнений (6)–(10) еще одним уравнением, описывающим закон изменения $L(t)$. В дальнейших расчетах будем задавать зависимость $L(t)$ соотношением $L(t) = L_0 F(t)$, где $L_0 = \text{const}$. Система уравнений (6)–(10) является удобной для численного интегрирования. Она отличается от уравнений, которыми пользовались Вильямс и Христиансен [6], так как дополнена уравнениями (9), (10), учитывающими влияние на динамику оболочки распределения плотности невозмущенного газа и звезд в Е-галактике. Учет других эффектов, например, противодействия, осуществляется путем введения новых слагаемых в правой части уравнения (7).

Перейдем в уравнениях (6)–(10) к безразмерным величинам. Из размерных параметров модели-расстояния R_M (это может быть параметр a из (2) или b из (3)), интенсивности ветра L_0 и плотности ρ_M ($\rho_{ггз}(0)$ или $\rho_{звз.}(0)$) — построим масштабы t_M , V_M , M_M , E_M , P_M , T_M (см. [22]), соответственно, с размерностями времени, скорости,

* Последнее вследствие большой скорости звука в дем.

массы, внутренней энергии, давления и температуры. Численные значения введенных масштабов при характерных для галактического ветра значениях входящих в них параметров равны:

$$\frac{t_M}{10^6 \text{ лет}} = 2.1 \left[\left(\frac{R_M}{1 \text{ кпк}} \right)^5 \cdot \left(\frac{\rho_M}{10^{-24} \text{ г/см}^3} \right) \cdot \left(\frac{L_0}{10^{42} \text{ эрг/с}} \right)^{-1} \right]^{1/3}; \quad (11)$$

$$\frac{V_M}{100 \text{ км/с}} = 4.8 \left[\left(\frac{L_0}{10^{42} \text{ эрг/с}} \right) \cdot \left(\frac{R_M}{1 \text{ кпк}} \right)^{-2} \cdot \left(\frac{\rho_M}{10^{-24} \text{ г/см}^3} \right)^{-1} \right]^{1/3}; \quad (12)$$

$$\frac{M_M}{10^7 M_\odot} = 1.5 \left(\frac{\rho_M}{10^{-24} \text{ г/см}^3} \right) \cdot \left(\frac{R_M}{1 \text{ кпк}} \right)^3; \quad (13)$$

$$\frac{E_M}{10^{55} \text{ эрг}} = 6.5 \left[\left(\frac{L_0}{10^{42} \text{ эрг/с}} \right)^2 \cdot \left(\frac{R_M}{1 \text{ кпк}} \right)^5 \cdot \left(\frac{\rho_M}{10^{-24} \text{ г/см}^3} \right) \right]^{1/3}; \quad (14)$$

$$\frac{P_M}{10^{-9} \text{ дин/см}^2} = 2.2 \left[\left(\frac{L_0}{10^{42} \text{ эрг/с}} \right)^2 \cdot \left(\frac{R_M}{1 \text{ кпк}} \right)^{-4} \cdot \left(\frac{\rho_M}{10^{-24} \text{ г/см}^3} \right) \right]^{1/3}; \quad (15)$$

$$\frac{T_M}{10^7 \text{ К}} = 1.6 \left[\left(\frac{L_0}{10^{42} \text{ эрг/с}} \right)^2 \cdot \left(\frac{R_M}{1 \text{ кпк}} \right)^{-4} \cdot \left(\frac{\rho_M}{10^{-24} \text{ г/см}^3} \right)^{-2} \right]^{1/3}. \quad (16)$$

Переход к безразмерным величинам, т. е. величинам, нормированным на введенные масштабы, осуществим согласно формулам:

$$\begin{aligned} R &= R_s/R_M; \quad \tau = t/t_M; \quad \bar{V} = V_s/V_M; \quad \bar{E} = E/E_M; \\ \bar{M}_{\text{гнз, зв.}} &= M_{\text{гнз, зв.}}/M_M; \quad \bar{P}_{\text{in, out}} = P_{\text{in, out}}/P_M; \\ \bar{\rho}_{\text{гнз, зв.}} &= \rho_{\text{гнз, зв.}}/\rho_M; \quad \bar{T}_{\text{гнз}} = T_{\text{гнз}}/T_M. \end{aligned} \quad (17)$$

Система уравнений (6)—(10) после перехода к безразмерным величинам имеет вид:

$$d\bar{R}/d\tau = \bar{V}; \quad (18)$$

$$d\bar{V}/d\tau = \frac{4\pi\bar{R}^2}{\bar{M}_{\text{гнз}}} (P_{\text{in}} - P_{\text{out}} - \bar{V}^2 \cdot \bar{\rho}_{\text{гнз}}(\bar{R})) - K \frac{\bar{M}_{\text{гнз}} + \bar{M}_{\text{зв.}}}{\bar{R}^2}; \quad (19)$$

$$d\bar{E}/d\tau = F(\tau) - 2\bar{E} \cdot \bar{V}/R; \quad (20)$$

$$d\bar{M}_{\text{гнз}}/d\tau = 4\pi\bar{\rho}_{\text{гнз}}(\bar{R}) \cdot \bar{R}^2 \cdot \bar{V}; \quad (21)$$

$$d\bar{M}_{\text{зв.}}/d\tau = 4\pi\bar{\rho}_{\text{зв.}}(\bar{R}) \cdot \bar{R}^2 \cdot \bar{V}, \quad (22)$$

где

$$\bar{P}_{in} = \frac{\bar{E}}{2\pi R^3}, \quad \bar{P}_{out} = \bar{\rho}_{газ} \cdot T_{газ}, \quad (23)$$

$$K = G\rho_M \cdot t_M^2 = 2.9 \cdot 10^{-4} \left[\left(\frac{R_M}{1 \text{ кпк}} \right)^5 \cdot \left(\frac{\rho_M}{10^{-24} \text{ г/см}^3} \right)^{5.2} \cdot \left(\frac{L_0}{10^{12} \text{ эрг/с}} \right)^{-1} \right]^{2/3}. \quad (24)$$

Запись системы уравнений (6)—(10) в виде (18)—(24) обобщает подход, уменьшает количество независимых параметров, упрощает проведение численных расчетов.

4. *Результаты численных расчетов.* Важным моментом при решении системы дифференциальных уравнений (18)—(24) является выбор начальных данных. Математически правильно должно быть: $\bar{R} = 0$, $\bar{V} = 0$, $\bar{E} = 0$, $\bar{M}_{газ, зв.} = 0$ при $\tau = 0$. Но при $\bar{R} = 0$ в правых частях уравнений получим особенности. Поэтому в расчетах принимается, что в начальный момент при $\tau = 0$ уже существует оболочка с радиусом $\bar{R}_0 = 0.1$ (или 0.05), массой $\bar{M}_{0газ} = \frac{4\pi}{3} \bar{\rho}_{газ}(0) \cdot \bar{R}_0^3$, которая находится в гравитационном поле звезд с массой $\bar{M}_{0зв.} = \frac{4\pi}{3} \bar{\rho}_{зв.}(0) \cdot \bar{R}_0^3$. \bar{E}_0 выбиралось так, чтобы компенсировать гравитационное притяжение и противодействие, т. е. так, чтобы $\bar{V}_0 = 0$. Таким образом в начальный момент времени $\tau = 0$ предполагается существование небольшой оболочки ($\bar{R}_0 \ll 1$) в околоядерной области галактики, которая находится в равновесном положении ($\bar{V}_0 = 0$) в гравитационном поле звезд с массой $\bar{M}_{0зв.}$. При $\tau > 0$ „включается“ галактический ветер с мощностью L и начинается раздувание оболочки. Такой выбор начальных данных позволяет, в случае необходимости, перейти к расчету моделей, в которых в начальный момент времени происходит выброс массивной оболочки. При этом $\bar{M}_{0газ}$ и \bar{V}_0 будут задавать массу и скорость сбрасываемой оболочки.

1. *Случай, когда:* $\rho_{газ} \sim r^{-2}$, $L(t) = L_0 = \text{const}$. Когда $\rho_{газ, зв.}$ описываются формулами (1), (2) для безразмерных $\bar{\rho}_{газ, зв.}$ и $T_{газ}$ имеем: $\bar{\rho}_{зв.}(\bar{R}) = (1 + \bar{R}^2)^{-1.5}$; $\bar{\rho}_{газ} = W_1 \cdot [1 + (W_2 \cdot \bar{R})^2]^{-1}$; $\bar{T}_{газ} = 1.0 = \text{const}$, (25)

где $\bar{R} = \frac{r}{r_c}$ (здесь $R_M = r_c$), $W_1 = \rho_{газ}(0)/\rho_{зв.}(0)$ (здесь $\rho_M = \rho_{зв.}(0)$),

$W_2 = \frac{r_0}{a}$. После перехода к безразмерным величинам движение обо-

лочки при всевозможных значениях r_c , a , $\rho_{газ}(0)$, $\rho_{зв.}(0)$ L_0 описывается с помощью трех независимых параметров W_1 , W_2 , K ; W_1 , W_2 — характеризуют профиль плотностей газа и звезд в эллиптической галактике; K — характеризует соотношение гравитационной энергии и энергии, впрыскиваемой галактическим ветром; $K=0$ соответствует ситуации $L_0 \rightarrow \infty$, т. е. соответствует случаю, когда в правой части уравнения (7) можно пренебречь слагаемым, учитывающим гравитационное взаимодействие оболочки и звезд. Результаты численных расчетов динамики оболочки для разных случаев W_1 , W_2 , K представлены на рис. 1, 2. Характеристики модели приведены на рис. 4 в работе [22]. Рис. 1 демонстрирует зависимость характера движения оболочки от величины интенсивности звездного ветра, задаваемой параметром K . Величина W равна энергии, вносимой ветром в полость пузыря

$$W(t) = \int_0^t L(t) dt, \quad W(\tau) = \int_0^\tau F(\tau) d\tau. \quad (26)$$

В рассматриваемом здесь случае $W(\tau) = \tau$.

Кривые, описывающие зависимости $\bar{V}(\bar{R})$, на рис. 1, 2 при $\bar{R}_0 \leq \leq R \leq 0.5$ имеют резкий максимум, обусловленный мгновенным включением ветра с конечной мощностью. При $\bar{R} \geq 1$ начальные условия „забываются“, и дальнейшее движение оболочки определяется глобальным распределением параметров.

Кривая I—A на рис. 1 соответствует случаю $P_{out} = 0$ и $K = 0$, т. е. соответствует случаю с пренебрежимо малой ролью гравитационного взаимодействия. Это решение описывает раздувание оболочки с постоянной скоростью при $\bar{R} \geq 1$ и является аналогом решения, полученного в [6].

II. Случай эллиптической галактики с протяженным гало.

а) *Вариант с $L(t) = L_0 = \text{const}$ ($F(\tau) = 1$).* В E-галактике с протяженным гало профили плотности звезд и газа описываются формулами (3), (4). Определим для этого варианта масштабы расстояния и плотности, соответственно, как $R_M = b$, $\rho_M = \rho_{зв.}^H(0)$. Конкретная модель раздувающейся оболочки в этом случае задается при помощи четырех независимых параметров:

$$K, \quad W_1^H = \rho_{газ}(0) \rho_M, \quad W_2^H = A \text{ и } \gamma \text{ или } N = 1/(\gamma - 1). \quad (27)$$

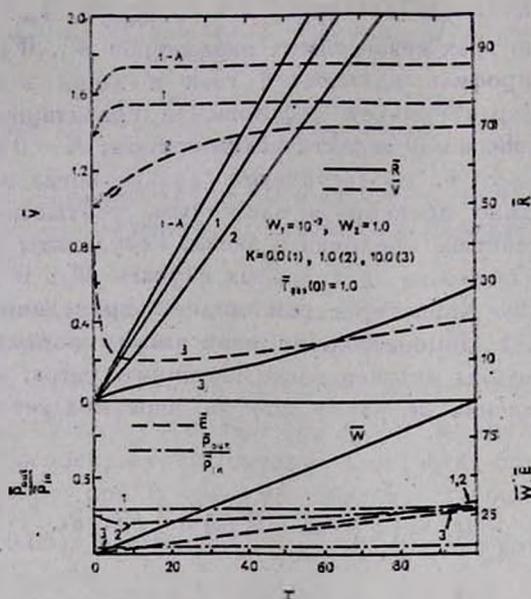


Рис. 1. Влияние интенсивности галактического ветра на динамику оболочки в модели раздела 4.1).

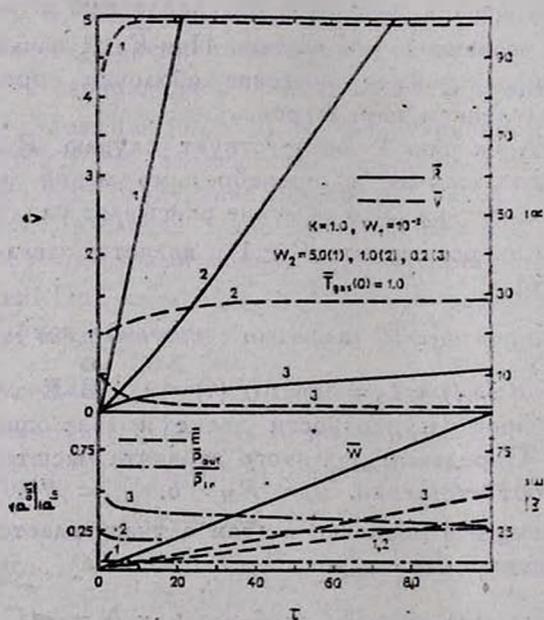


Рис. 2. Влияние величины параметра $W_2 = r_c/a$ на динамику оболочки (раздел 4.1).

Параметр $W_3^H = \frac{T_{\text{газ}}(0)}{T_M}$, характеризующий температуру газа в центре галактики, выражается через K и A : $W_3^H = 4\pi K A$.

Результаты численного интегрирования системы уравнений (18)–(24) в случае рассматриваемой в этом разделе модели оболочки представлены на рис. 3, 4. Начальные распределения плотностей газа и звезд приведены на рис. 7 (адиабатический случай) и на рис. 8 (изотермический случай) в [22]. В адиабатическом случае газ сосредоточен в околоядерной области галактики, после прохождения которой оболочка ускоряется и уходит в межгалактическое пространство (кривые 1–3 на рис. 3). Только при слабом галактическом ветре (кривая 4 на рис. 3) оболочка выходит на стационарный режим с медленным расширением, при реализации которого возможен процесс звездообразования в ней.

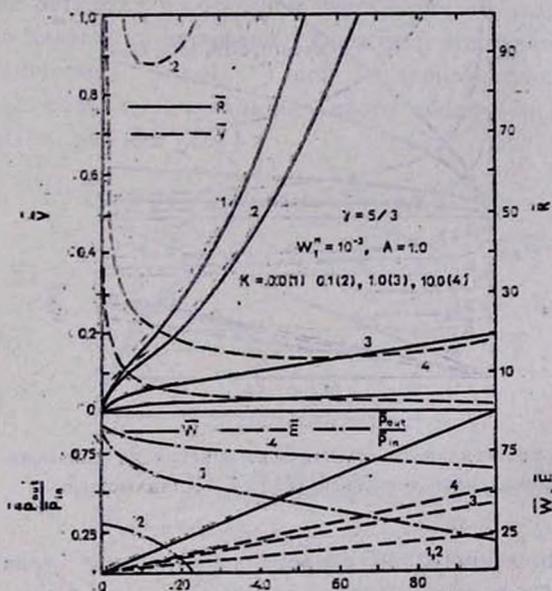


Рис. 3. Влияние интенсивности галактического ветра на динамику оболочки в модели раздела 4.П-а. Случай адиабатичности газовой составляющей.

В изотермическом случае, когда газ простирается далеко за пределы околоядерной области, после начального ускорения оболочка движется с замедлением и за характерное время активности ядра уходит на периферию галактики на расстояния, зависящие от величины интенсивности ветра. Эти расстояния будут соответствовать радиусам образовавшихся звездных оболочек (рис. 4).

б) Вариант с переменной, ограниченной по действию во времени интенсивностью ветра. Для моделирования интенсивности галактического ветра, действующего в импульсном режиме, зададим функцию $F(\tau)$ в виде:

$$F(\tau) = [1 - \exp(-\tau/\tau_1)] \exp(-\tau/\tau_2), \quad \tau_2 > \tau_1. \quad (28)$$

При $\tau_1 = 0$, $\tau_2 = \infty$ получим $L(t) = L_0 = \text{const}$, т. е. случай, рассмотренный в разделе а).

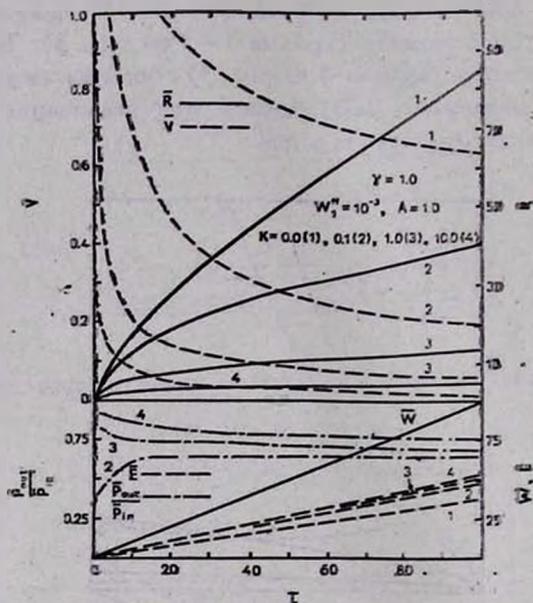


Рис. 4. Влияние интенсивности галактического ветра на динамику оболочки в модели раздела 4.П. Случай изотермической газовой составляющей.

Результаты численного интегрирования системы уравнений (18)—(24) с функцией $F(\tau)$ в виде (28) приведены на рис. 5 для значений параметров $\tau_1 = 1$, $\tau_2 = 20$. Распределение плотности невозмущенного газа в галактике соответствует в этих расчетах изотермическому случаю (см. рис. 8 в [22]). Оболочка из-за ограничения величины впрыскиваемой в полость пузыря энергии, постепенно тормозясь, останавливается на некотором расстоянии \bar{R}_{max} , где внутреннее давление \bar{P}_{in} уравнивается внешним \bar{P}_{out} и гравитационным притяжением. При этом могут возникать радиальные колебания оболочки около положения равновесия. Аналитические выражения для оценки величины R_{max} можно найти в [22].

в) *Вариант с периодически включающимся галактическим ветром.* При рекуррентной активности ядра галактики интенсивность галактического ветра будет иметь характер периодически повторяющихся импульсов. Зададим переменность интенсивности во времени функцией $F(\tau)$, имеющей вид:

$$F(\tau) = \frac{1}{2} [\sin(\pi\tau/\tau^*) + |\sin(\pi\tau/\tau^*)|]. \quad (29)$$

(см. рис. 6). Здесь τ^* — продолжительность импульсов и интервалов между ними. При каждом включении галактического ветра оболочка будет передвигаться на расстояние, определяемое соотношением (37) из [22], на котором она задерживается до следующего периода активности ядра. При этом в оболочке в результате процесса звездообразования возникают звезды, которые остаются на прежнем расстоянии от центра при передвижении оболочки дальше на периферию галактики под влиянием очередного импульса галактического ветра. Такой механизм, по-видимому, может обеспечить формирование последовательности оболочечноподобных структур в галактике (см. рис. 8 в [22]).

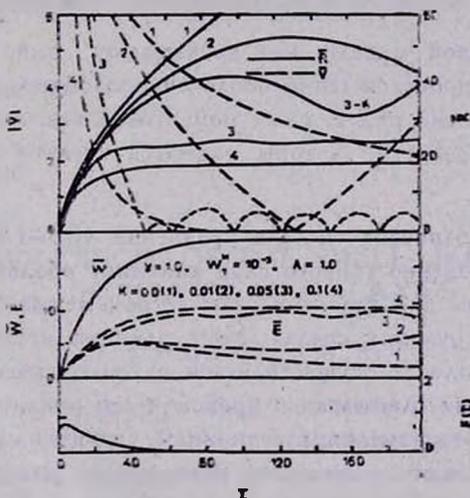


Рис. 5. Динамика оболочки при импульсном действии галактического ветра. Кривая А — вариант с неучтенным противодавлением.

Время остывания газа внутри пузыря больше, чем 10^9 лет (см. оценки выше). Если интервал между стадиями активности ядра (в рассматриваемом для примера случае на рис. 6, длительность его $\lesssim 10^8$ лет) меньше времени остывания, то каждое включение галактического ветра только восстанавливает внутреннюю ударную волну. Если же этот интервал боль-

ше времени остывания, то при очередном зключении ветра будет выдуваться новая оболочка из остывшего вещества, т. е. и в этом случае под влиянием активности ядра будет формироваться система оболочек.

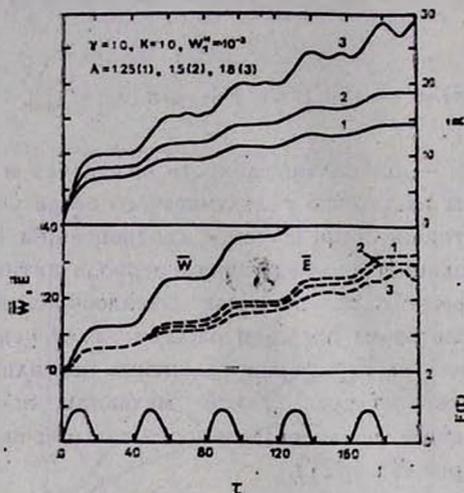


Рис. 6. Динамика оболочки в случае рекуррентной активности ядра галактики.

В ударно-ветровой модели, как показывают выполненные расчеты, удастся объяснить происхождение оболочечноподобных структур в E-галактиках. Однако целый ряд важных моментов в ней, например, нуждается в детальной разработке. Авторы надеются сделать это в следующей работе.

5. Выводы. 1. Записана система уравнений (6)—(10), описывающая в приближении бесконечно тонкого слоя динамику оболочек, состоящих из сгребасмого звездным или галактическим ветром межзвездного газа, в неоднородных гравитирующих средах. Учет влияния всевозможных эффектов на динамику оболочек осуществляется путем введения в каждом конкретном случае новых слагаемых в правой части уравнения (7). Переход в этой системе к безразмерным величинам (величинам, нормированным на масштабы) уменьшает количество независимых параметров, упрощает численное интегрирование.

2. Вильямс, Христиансен получили стационарный режим раздувания оболочки при $\rho_{газ, зв.} \sim r^{-2}$ и $L(t) = L_0$ [6]. Численные расчеты аналогичного случая с $\rho_{газ, зв.} \sim r^{-3}$ в настоящей работе дают стационарный режим раздувания в варианте с „выключенным“ гравитационным взаимодействием (т. е. с $K = 0$) при $\bar{R} \geq 5$ (см. рис. 1). Это свидетельствует о том, что гравитационное взаимодействие учтено в [6] лишь

эффективно. Чтобы получить решение уравнения движения оболочки в аналитическом виде авторы [6] фактически заменили слагаемое, учитывающее гравитационное взаимодействие и зависящее от r , постоянной величиной.

3. Из рисунков, на которых приведены результаты численного интегрирования системы уравнений (18)—(24), видно, что при некоторых значениях независимых параметров, определяющих модель раздувающейся оболочки, последняя может разгоняться до высоких скоростей, уходя на периферию (что, по-видимому, соответствует ситуации выдувания газа из галактики в межгалактическое пространство), либо замедляет скорость своего движения (иногда до полной остановки) с увеличением радиуса \bar{R} . Второй вариант соответствует ситуации возникновения оболочечноподобных структур в эллиптических галактиках. Расчет параметров оболочечноподобных структур конкретных объектов в рамках рассматриваемого механизма формирования предполагается выполнить в последующей работе.

4. В случае рекуррентной активности ядра рассматриваемый в работе механизм может обеспечить формирование последовательности звездных оболочечноподобных структур в галактике.

Авторы выражают благодарность рецензенту за полезные замечания и пожелания.

Институт прикладных проблем
механики и математики АН УССР
Институт теоретической
физики АН УССР

SHOCK WAVE ORIGIN OF THE SHELL-LIKE STRUCTURES IN ELLIPTICAL GALAXIES

B. I. HNATYK, V. A. KROL'

The system of equations that describes the expansion of shell in inhomogeneous gravitating media in thin layer approximation is obtained. The building-up process of extended stellar shells around elliptical galaxies that is initiated by an active galactic nucleus is investigated with the help of numerical integration of obtained equations. The blast wave mechanism can provide the formation of several shells in the galaxy in case of recurring activity.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. F. Malin, P. J. Quinn, J. A. Graham, *Astrophys. J.*, 272, L5, 1983.
2. D. F. Malin, D. Carter, *Astrophys. J.*, 274, 534, 1983.

3. *F. Schweizer*, *Astrophys. J.*, 237, 303, 1980.
4. *P. J. Quinn*, *Astrophys. J.*, 279, 596, 1984.
5. *A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, G. C. Stewart*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 208, 185, 1984.
6. *R. E. Williams, W. A. Christiansen*, *Astrophys. J.*, 291, 80, 1985.
7. *J. P. Ostriker, L. L. Cowie*, *Astrophys. J.*, 243, L127, 1981.
8. *С. Б. Пикельнер, П. В. Щеглов*, *Астрон. ж.*, 45, 953, 1968.
9. *Д. К. Надежин*, *Препр. ИТЭФ, № 1, М.*, 1981;
Astrophys. and Space Sci., 112, 225, 1985.
10. *R. Weaver, R. Mc Cray, J. Castor, P. Shapiro, R. More*, *Astrophys. J.*, 218, 377, 1977.
11. *Я. М. Каждан*, *Астрон. ж.*, 63, 434, 1986.
12. *С. И. Блинников, В. С. Ищенко, В. П. Угробин*, *Письма в Астрон. ж.*, 8, 671, 1982.
13. *J. P. Ostriker, C. F. Mc Kee*, *Prepr. Princeton Observ.*, 051, Princeton, 1983.
14. *В. А. Кроль*, *Космические исследования на Украине*, 17, 113, 1983.
Препр. ИТФ—81—120Р, Киев, 1981.
15. *J. R. King*, *Astrophys. J.*, 174, L123, 1972.
16. *J. Castor, R. Mc Cray, R. Weaver*, *Astrophys. J.*, 200, L107, 1975.
17. *Г. Г. Черный*, *Докл. АН СССР*, 112, 213, 1957.
18. *D. P. Cox*, *Astrophys. J.*, 178, 159, 1972.
19. *Г. С. Бисноватый-Козан, С. И. Блинников*, *Астрон. ж.*, 59, 876, 1982.
20. *Т. А. Лозинская*, *Сверхновые звезды и звездный ветер: Взаимодействие с газом Галактики*. Наука, М., 1986.
21. *G. Steigman, R. A. Strittmatter, R. E. Williams*, *Astrophys. J.*, 198, 575, 1975.
22. *Б. И. Гнатык, В. А. Кроль*, *Препр. ИТФ—86—54Р, Киев*, 1986.

УДК: 524.64

МОДЕЛЬ АКТИВНОСТИ ИСТОЧНИКА СИНХРОТРОННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ЦЕНТРЕ ГАЛАКТИКИ

Ч. Н. СЕИТНЕПЕСОВ

Поступила 4 июля 1986

Принята к печати 20 августа 1987

Анализируются различные модели активности источника синхротронного радиоизлучения в центре Галактики. Вычислены профили нетеплового радиоизлучения в центральной области Галактики на частотах 85 и 150 МГц на основе квазистационарной модели активности центрального синхротронного радиосточника. Наблюдаемые профили сравниваются с расчетными. Наблюдаемое угловое распределение галактического нетеплового радиоизлучения согласуется достаточно хорошо с моделью квазистационарного источника релятивистских электронов в центре Галактики.

1. *Введение.* Известно, что сейфертовские галактики, являющиеся наиболее типичными представителями активных галактик, представляют собой, по-видимому, лишь активную стадию в эволюции нормальных галактик [1—5]. Светимость ядра нашей Галактики в инфракрасном диапазоне достигает значения $\sim 10^{42}$ эрг/с для протяженного инфракрасного источника и $\sim 10^{40}$ эрг/с для компактного источника в пределах ~ 1 пк около ядра, а рентгеновская светимость ядра в диапазоне энергий 10 кэВ — 10 МэВ составляет $\sim 3 \cdot 10^{38}$ эрг/с [6, 7]. Хотя светимость ядра Галактики в рентгеновском, оптическом, инфракрасном и радио диапазонах значительно меньше соответствующей светимости ядер активных галактик, имеется ряд убедительных аргументов в пользу того, что в прошлом активность ядра нашей Галактики могла быть выше современной [8—10]. Расширение областей межзвездного вещества в центральной области Галактики вместе с H II-областями и OB-ассоциациями, имеющие кольцевое распределение относительно галактического центра, наблюдаемые в нашей Галактике, а также в некоторых других галактиках, могут быть интерпретированы как остатки квазипериодических взрывов галактических ядер.

Таким образом, вся совокупность наблюдений излучения ядра Галактики в гамма-, рентгеновском, инфракрасном и радио диапазонах не противоречит тому предположению, что наша Галактика, по-видимому, находится в настоящее время в состоянии пониженной активности. Что касает-

ся моделей центральных источников в галактических ядрах, то какая из двух основных моделей единого тела (магнетонд или черная дыра) как модель центрального источника является наиболее приемлемой, пока не выяснено [11—14].

Наблюдения галактического центра с высоким угловым разрешением на частотах 1.4—85.7 ГГц [15—21] показали, что в центре Галактики имеются протяженная область нетеплового радиоизлучения между долготами $l = 0.00^\circ$ и $l = 0.30^\circ$ и яркий тепловой источник в самом центре Галактики с координатами $l = 0.05^\circ$, $b = -0.005^\circ$, состоящий из скопления звезд позднего класса и газовых конденсаций. Внутри источника Sgr A(W) наблюдается уникальный компактный источник нетеплового радиоизлучения Sgr A* со спектральным индексом $\alpha \sim 0.25$ и светимостью в радиодиапазоне $\sim 1.3 \cdot 10^{44}$ эрг/с. Спектр этого источника может быть объяснен либо суперпозицией множества компонентов с синхротронным самопоглощением, либо неоднородным распределением синхротронного радиоизлучения с внутренним поглощением [12, 17].

Особенности распределения межзвездного вещества вблизи центра Галактики [22], в частности, асимметрия распределения вещества в области $\sim 1-3$ кпк от центра и наличие межзвездного вещества на большом удалении от плоскости Галактики, а также существование высокоскоростных плотных пекулярных облаков в диске Галактики указывают на то, что примерно $\sim 10^6-10^7$ лет тому назад, вероятно, произошел взрыв в ядре Галактики. Анализ особенностей химического состава ядер космических лучей в области энергий 10^2 МэВ/нуклон $< E < 10^3$ ГэВ/нуклон показывает, что ядерный компонент космических лучей не испытывает заметной фрагментации вблизи источника космических лучей, следовательно большая часть протонно-ядерного компонента космических лучей, регистрируемого в окрестности Солнечной системы, может быть эффективно ускорена в ядре Галактики [23]. Причем галактические космические лучи могут генерироваться центральной сверхмассивной черной дырой с массой $\sim 10^7 M_\odot$ в ядре молекулярных облаков за счет аккреции, в результате которой возникают квазипериодические взрывы через $\sim 10^7$ лет, с энерговыделением при каждом взрыве $\sim 10^{56}$ эрг [24]. Следовательно, большая часть наблюдаемых в Галактике частиц высокой энергии и релятивистских электронов в центральной области Галактики в пределах расстояний $\sim 3-5$ кпк ускоряется центральным источником.

Однако вопрос о механизме активности центрального источника релятивистских электронов остается открытым. Отметим, что анализ ожидаемых спектров галактических космических лучей, проведенный в [25] на основе диффузионного приближения с изотропным коэффициентом диффузии, указывает на предпочтительность моделей с постоянной инжекцией

космических частиц в межзвездную среду по сравнению с моделями источников взрывного типа.

Результаты анализа точных решений уравнения диффузии с учетом механизмов потерь энергии, описывающих распространение электронного компонента космических лучей в межзвездной среде, показывают, что концентрация источников космических лучей в центральной области Галактики не может быть объяснена взрывами сверхновых и другими локальными источниками [26].

Таким образом, вся совокупность наблюдательных данных о центральной области Галактики не противоречит тому, что в галактическом центре действует стационарный или квазистационарный компактный источник релятивистских электронов, который обуславливает сильную концентрацию нетеплового радиоизлучения в центральной области Галактики.

Сравнительный анализ наблюдаемых профилей нетеплового радиоизлучения Галактики на частотах 85 и 150 МГц с расчетными профилями, полученными на основе модели пространственного распределения источников синхротронного радиоизлучения в Галактике, «стационарное ядро — радиодиск — петлевые объекты», предложенной нами в работах [27—32], показывает, что характер изменения наблюдаемых профилей согласуется достаточно удовлетворительно с моделью стационарного источника релятивистских электронов в галактическом ядре, который, в основном, обуславливает сильную концентрацию нетеплового радиоизлучения в области с угловыми размерами $\pm 60^\circ$ по долготе и $\pm 30^\circ$ по широте относительно центра Галактики [33].

2. *Модель активности источника.* Вышеприведенный анализ показывает, что для интерпретации всей совокупности наблюдательных данных о центре Галактики ограничиваться лишь стационарной моделью активности центрального источника релятивистских электронов, по-видимому, нельзя [29, 32]. В случае квазистационарной модели активности галактического ядра, согласно которой в ядре происходят квазипериодические взрывы с продолжительностью $\sim 10^2$ — 10^3 лет, с интервалом между взрывами 10^6 — 10^7 лет, а в промежутке между взрывами галактическое ядро находится в фазе пониженной активности, уравнение диффузии для функции распределения релятивистских электронов имеет вид:

$$\frac{\partial f(E, \vec{r}, t)}{\partial t} - D_0 \nabla^2 f(E, \vec{r}, t) = Q_0 + \sum_{i=1}^n Q_i(E, \vec{r}, t; \vec{r}_p, t_p, \tau_i), \quad (1)$$

где Q_0 — мощность источников релятивистских электронов в галактическом ядре в стационарной фазе активности; $Q_i(E, \vec{r}, t; \vec{r}_p, t_p, \tau_i)$ — мощность источника электронов, который образовался в результа-

те взрыва в момент времени t_i с продолжительностью взрыва τ_i , где n — число взрывов.

Анализ структуры распределения космических лучей и нетеплового радиоизлучения, а также структуры крупномасштабного магнитного поля Галактики показывает, что релятивистские электроны, ответственные за синхротронное радиоизлучение Галактики, довольно эффективно перемещаются в пределах Галактики [37]. При этом крупномасштабное поле Галактики имеет случайный компонент, напряженность которого сравнима с напряженностью регулярного компонента. Поэтому для выявления существенных особенностей модели квазистационарного источника релятивистских электронов в центре Галактики мы предполагаем: а) распространение релятивистских электронов носит диффузионный характер; б) крупномасштабное магнитное поле Галактики является изотропным.

Решение такого неоднородного уравнения может быть представлено как сумма решений следующих двух неоднородных уравнений:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} - D_0 \nabla^2 f_1 = Q_0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial t} - D_0 \nabla^2 f_2 = \sum_{i=1}^n Q_i(E, \vec{r}, t; \vec{r}_i, t_i, \tau_i), \quad (3)$$

$$f_1 + f_2 = j. \quad (4)$$

Задача о диффузии космических электронов при квазистационарной активности источника релятивистских электронов в ядре Галактики, описываемой уравнением (1), является эквивалентной задаче о распространении тепла в пространстве в случае, когда в точке с координатами $\vec{r} = 0$ в момент времени $t = t_0$ помещается стационарный источник тепла мощности Q_0 , и в определенные моменты времени дополнительно «включается» квазипериодически действующий источник тепла мощности q_i . По аналогии с решением уравнения теплопроводности, решение уравнения диффузии космических электронов (1) в случае сферически-симметричной задачи, имеет вид [34]

$$f(E, \vec{r}, t) = \frac{Q_0}{4\pi r} \left[1 - \Phi \left(\frac{r}{4D_0(t-t_0)} \right) \right] + \sum_{i=1}^n Q_i(E) [4\pi D_0(t-t_0)]^{-3/2} \exp \left[-\frac{r^2}{4D_0(t-t_i)} \right]. \quad (5)$$

Для эллипсоидально-симметричной задачи, переходя к объемной излучательной способности, приведенной к единице длины, по аналогии с [27, 31, 32] найдем следующее выражение для суммарной излучательной способности релятивистских электронов в центральной области Галактики, поставляемых квазистационарным источником в ядре:

$$\varepsilon_u(R, l, b, t) = \frac{\varepsilon_{u0}}{u/u_0} \left[1 - \Phi\left(\frac{u}{u_0}\right) \right] + \sum_{i=1}^n \varepsilon_{ui}(t) \exp\left[-\frac{u_i^2}{u_{i0}^2}\right], \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ui}(t) &= \alpha_0 H_1^{(1+1)^2} [4\pi D_0(t-t_0)]^{-3/2} \cdot Q_l(E); u_{0i} = R_0/R_{ei}; \\ u_0 &= R_0/R_e; R_{ei} = \sqrt{4D_0(t-t_i)}; R_e = \sqrt{4D_0(t-t_0)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Тогда яркостная температура нетеплового радионизлучения в центральной области Галактики, обусловленная квазистационарным источником, определяется как

$$\begin{aligned} T_u(l \leq \frac{\pi}{2}, b) &= \frac{A_u u_{\min} \varepsilon_{u0}}{\sin b \sqrt{\mu_u}} \left[\int_1^{R_e/(a_u u_{\min})} \frac{\left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \rho \sqrt{\mu_u} + \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \rho^3 \mu_u^{3/2} \right]}{\sqrt{\rho^2 - 1}} d\rho + \right. \\ &+ \left. \int_1^{\infty} \frac{\left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \rho \sqrt{\mu_u} + \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \rho^3 \mu_u^{3/2} \right]}{\sqrt{\rho^2 - 1}} d\rho \right] + \\ &+ \sum_{i=1}^n \frac{A_{ui} u_{\min, i} \varepsilon_{0i}}{2 \sin b} z_{0i} e^{-\mu_{ui}} \sqrt{\frac{\pi}{\mu_{ui}}} [1 + \Phi(\sqrt{\mu_{ui}} z_{0i})] \end{aligned} \quad (8)$$

при $\rho \sqrt{\mu_u} < 0.1$

$$\begin{aligned} T_u(l < \frac{\pi}{2}, b) &= \frac{A_u u_{\min} \varepsilon_{u0}}{\sin b \sqrt{\mu_u}} \times \\ &\times \left[\int_1^{R_e/(a_u u_{\min})} \frac{1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-\mu_u \rho^2) \left(\rho \sqrt{\mu_u} + \frac{2}{3} \rho^3 \mu_u^{3/2} \right)}{\sqrt{\rho^2 - 1}} d\rho + \right. \\ &+ \left. \int_1^{\infty} \frac{1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-\mu_u \rho^2) \left(\rho \sqrt{\mu_u} + \frac{2}{3} \rho^3 \mu_u^{3/2} \right)}{\sqrt{\rho^2 - 1}} d\rho \right] + \\ &+ \sum_{i=1}^n \frac{A_{ui} u_{\min, i} \varepsilon_{0i}}{2 \sin b} e^{-\mu_{ui}} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\mu_{ui}}} (1 + \Phi(\sqrt{\mu_{ui}} z_{0i})) \end{aligned} \quad (9)$$

при $0.1 \leq \rho \sqrt{\mu_u} \leq 10$

$$T_u(l \leq \frac{\pi}{2}, b) = \frac{A_u u_{\min} \sqrt{\pi}}{2 \sin b \mu_u} \varepsilon_{u0} \left| 2(1 - \Phi(\sqrt{\mu_u})) - \right.$$

$$-\frac{1 - \Phi [R_0 \sqrt{\mu_u} / (a_u u_{\min})]}{R_0 / (a_u u_{\min})} \left] + \sum_{i=1}^n \frac{A_{ui} u_{\min, i}}{2 \sin b} \varepsilon_{oi} e^{-u_i} \times \right. \\ \left. \times \sqrt{\frac{\pi}{\mu_u}} [1 + \Phi (\sqrt{\mu_{ui}} z_i)] \right] \quad (10)$$

при $\rho \sqrt{\mu_u} \geq 10$,

где $\mu_u = u_{\min}^2 / u_0^2$; $\mu_{ui} = u_{\min, i}^2 / u_{0i}^2$; $m_u = a_u / c_u$;

$$u_{\min} = \frac{R_0}{a_u} \sqrt{\frac{\cos^2 b \sin^2 l + m_u^2 \sin^2 b}{\cos^2 b + m_u^2 \sin^2 b}}; \quad A_u = a_u \operatorname{tg} b / \sqrt{1 + m_u^2 \operatorname{tg}^2 b},$$

$$z_i = \left(\frac{R_0}{a_{ui} u_{\min, i}} \right)^2 - 1; \quad m_{ui} = a_{ui} / c_{ui};$$

$$u_{\min, i} = \frac{R_0}{a_{ui}} \sqrt{\frac{\cos^2 b \sin^2 l + m_{ui}^2 \sin^2 b}{\cos^2 b + m_{ui}^2 \sin^2 b}};$$

$$u^2 = \frac{x^2 + y^2}{a_u^2} + \frac{z^2}{c_u^2}. \quad (11)$$

(Расчетные формулы для T_u в направлениях Галактических долгот $90^\circ < l < 270^\circ$ не приводятся, так как в этих направлениях вкладом центрального источника можно пренебречь [27, 28, 32, 33]).

На рис. 1 приведены наблюдаемые и расчетные долготные зависимости яркостной температуры нетеплового радиоизлучения Галактики на частотах 85 и 150 МГц, на широте $b = 0$, построенные на основе наблюдательных данных [34, 35] и квазистационарной модели активности источника релятивистских электронов в галактическом ядре. Расчеты показывают, что модель квазистационарного ядра в том случае, когда мощность инжекции электронов при отдельных взрывах существенно превышает мощность стационарного источника, практически совпадает с моделью квазипериодических взрывов в ядре, рассмотренной в [32]. Из рис. 1 видно, что в том случае, когда мощность инжекции электронов при отдельных взрывах Q_1 сравнима с мощностью стационарного источника Q_0 разность расчетных и наблюдаемых яркостных температур на частоте 85 МГц достигает $\sim 1.5 \cdot 10^3$ К, а на частоте 150 МГц ~ 700 К. Это отклонение в области с угловыми размерами $\pm 3^\circ$ относительно центра Галактики составляет $\sim 12\%$ на частоте 85 МГц от полной яркостной температуры и более $\sim 10\%$ на частоте 150 МГц. В остальных направлениях это отклонение существенно возрастает, достигая $\sim 50\%$ от полной яркостной температуры.

Отсюда можно сделать вывод, что модель квазистационарного ядра, в которой мощность инжекции электронов при отдельных взрывах сравнима с мощностью стационарного источника, является маловероятной.

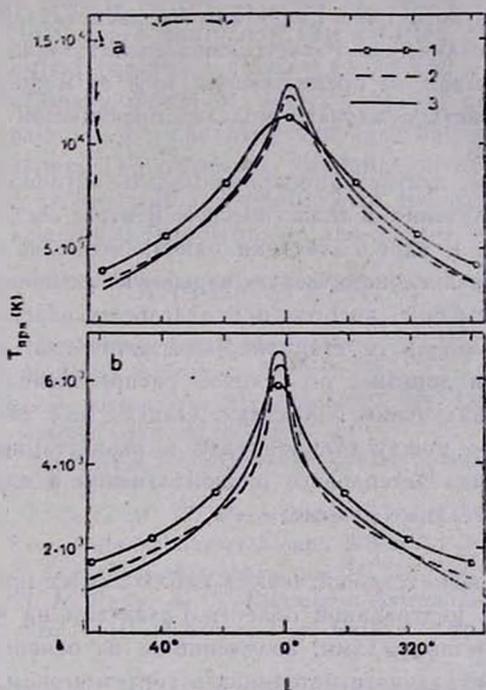


Рис. 1. Зависимость яркостной температуры нетеплового радиоизлучения центральной области Галактики на частотах 85 МГц (а) и 150 МГц (б) от долготы на широте $b = 0$ при различных отношениях мощности отдельных взрывов с мощностью стационарного источника: Расчетные: 1— $Q_1/Q_0 = 1$; 2— $Q_1/Q_0 = 0.25$ и 3—наблюдаемые профили.

Из сравнения модельных профилей яркостной температуры, когда мощность инжекции электронов при отдельных взрывах составляет 25% от мощности стационарного источника (кривые 2) и наблюдаемых профилей (кривые 3) видно, что абсолютная величина разности между расчетными и наблюдаемыми значениями яркостной температуры резко уменьшается до величин ~ 400 К на частоте 85 МГц, до ~ 300 К на частоте 150 МГц, при этом модельные и расчетные кривые согласуются вполне удовлетворительно. Обращает на себя внимание то, что с увеличением частоты галактического радиоизлучения относительная величина отклонения между расчетными и наблюдаемыми температурами возрастает. Например, на частоте 85 МГц величина относительного отклонения между ними не превышает

7%, а на частоте 150 МГц она достигает 10%. Такая особенность характера расчетных профилей, по-видимому, объясняется тем, что на частоте 150 МГц уменьшается «маскирующее» влияние радиодиска, а также на частоте 150 МГц становится более заметным влияние анизотропии крупномасштабного магнитного поля Галактики на распределение интенсивности нетеплового радиоизлучения. Расчеты показывают также, что при мощности отдельных взрывов, не превышающих 10% от мощности стационарного источника, квазистационарная модель практически совпадает со стационарной моделью.

Таким образом, квазистационарная модель активности источника нетеплового радиоизлучения в галактическом центре, согласно которой центральный источник в ядре Галактики одновременно со стационарной активностью имеет квазипериодическую взрывную активность, с мощностью инъекции частиц высокой энергии при отдельных взрывах, не превышающей 20—30% от мощности стационарного источника, лучше согласуется с наблюдательными данными об угловом распределении длинноволнового нетеплового радиоизлучения Галактики. Однако для того, чтобы сделать однозначный выбор между стационарной и квазистационарной моделями активности источника нетеплового радиоизлучения в ядре Галактики, необходимы дополнительные данные.

3. Выводы. Сравнительный анализ наблюдаемых профилей нетеплового радиоизлучения центральной области Галактики на частотах 85 и 150 МГц с расчетными профилями, полученными на основе различных моделей активности центрального источника в галактическом ядре, показывает, что наблюдаемые профили согласуются вполне удовлетворительно со стационарной или квазистационарной (стационарное ядро + малые квазипериодические взрывы в ядре) моделью активности источника релятивистских электронов, который, в основном, обуславливает очень сильную концентрацию нетеплового радиоизлучения в центральной области Галактики с угловыми размерами $\pm 60^\circ$ по долготе и $\pm 30^\circ$ по широте.

Квазистационарная модель активности источника синхротронного радиоизлучения в центре Галактики, согласно которой ядро Галактики одновременно со стационарной активностью имеет взрывную активность с интервалом между взрывами $\sim 10^7$ лет, мощностью инъекции электронов при отдельных взрывах, не превышающей 20—30% мощности стационарного источника, дает наилучшее согласие с наблюдательными данными об угловом распределении интенсивности галактического нетеплового радиоизлучения.

THE MODEL OF ACTIVITY OF SYNCHROTRON
RADIO SOURCE IN THE CENTER OF GALAXY

CH. N. SEITNEPEVSOV

The different models of the activity of synchrotron radio source in the center of Galaxy are analyzed. The profiles of nonthermal radio emission of the central region of Galaxy at 85 and 150 MHz on the basis of the quasistationary model of activity of the central synchrotron radio source are calculated. The observed profiles are compared with the calculated profiles. The observed distribution of galactic nonthermal radio emission is in good agreement with the quasistationary model of the source of relativistic electrons in the center of Galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Бречер, в кн. «На переднем крае астрофизики», Мир, М., 1979.
2. В. А. Птускин, Я. М. Хаван, Астрон. ж., 58, 959, 1981.
3. R. Gusten, D. Downs, Astron. and Astrophys., 117, 343, 1983.
4. W. Kundt, Mitt. Astron. Ges., 57, 65, 1982.
5. G. H. Rieke, M. J. Lebofsky, Proc. Galactic Center Symp., Workshop, New-York, 1982.
6. E. E. Becklin, J. I. Gatle, M. W. Wernet, Astrophys. J., 258, 135, 1982.
7. J. L. Matteson, Proc. Galactic Center Symp., Workshop, New-York, 1982.
8. J. L. Gaswell, R. F. Haynes, Astrophys. J., 254, 31, 1982.
9. M. F. Lebofsky, G. H. Rieke, A. T. Tokumaga, Astrophys. J., 263, 734, 1982.
10. S. V. M. Clube, Proc. Internal Kinem. Dyn. Galaxy Symp., No 100, IAU, Бейкер-кан, 1983.
11. В. М. Лютый, в кн. «Астрофизика и космическая физика», Наука, М., 1982.
12. Н. С. Кардашев, Итоги науки и техн., ВИНТИ, Астрон., т. 24, М., 1983.
13. Н. С. Кардашев, И. Д. Новиков, А. Р. Полнарев, Б. Е. Штерн, Астрон. ж., 60, 209, 1983.
14. G. R. Rigler, J. C. Ling, W. A. Maholey, T. A. Prince, A. S. Jakobson, Proc. 17; eme conf. Int. Rayonn Cosmique, Paris, 1981.
15. В. А. Арускин, Р. А. Сороченко, Тезисы докл. X Всесоюзной конференции по галактической и внегалактической радиоастрономии, Харьков, 1976.
16. Р. А. Браун, в кн. «Центр Галактики», Мир, М., 1984.
17. К. У. Ло, в кн. «Центр Галактики», Мир, М., 1984.
18. D. C. Backer, Proc. of Extragalactic Radio Sources Symp. No 97, IAU, Dordrecht, 1982.
19. R. L. Brown, R. J. Jonson, Astron. J., 268, 85, 1983.
20. R. D. Ekers, J. H. Gorkom, J. V. Skhwart, W. M. Goss, Astron. and Astrophys., 122, 148, 1983.
21. K. Y. Lo, Proc. Galactic Center Symp., № 111, IAU, Dordrecht, 1984.
22. J. H. Dort, Proc. of Galactic Center Symp. № 60, IAU, Dordrecht, 1974.
23. R. J. Protheroe, J. F. Arms, G. N. Comstock, Astrophys. J., 247, 362, 1981.
24. M. Giller, J. Phys., G: Nucl. Phys., 9, 1139, 1983.
25. Zang He-qi, Chin. Astron. and Astrophys., 5, 33, 1981.

26. *E. Macoto, T. Hirato, Publ. Astron. Soc. Jap., 33, 603, 1981.*
27. *Ч. Н. Сеитнесов, А. Х. Ханбердиев, Изв. АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. н., № 4, 61, 1983.*
28. *Ч. Н. Сеитнесов, А. Х. Ханбердиев, Изв. АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. н., № 6, 30, 1983.*
29. *Ч. Н. Сеитнесов, А. Х. Ханбердиев, Изв. АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. н., № 5, 27, 1984.*
30. *Ч. Н. Сеитнесов, А. Х. Ханбердиев, Тезисы докл. XV Всесоюзной конференции по галактической и внегалактической радиоастрономии, Харьков, 1983.*
31. *В. А. Разин, Ч. Н. Сеитнесов, А. Х. Ханбердиев, Тезисы докл. XII Всесоюзной конференции по галактической и внегалактической радиоастрономии, М., 1979.*
32. *Ч. Н. Сеитнесов, А. Х. Ханбердиев, Нетепловое радиоизлучение центра Галактики, Астрофизика, 22, 293, 1985.*
33. *В. А. Разин, Астрон. ж., 46, 46, 1971.*
34. *А. Н. Тихонов, А. А. Самарский, Уравнения математической физики, Наука, М., 1978.*
35. *K. Y. Yates, Austr. J. Phys., 21, 167, 1968.*
36. *T. L. Landecker, R. Wielebinski, Austr. J. Phys., Austrophys. Suppl., 16, 1, 1970.*
37. *В. С. Березинский, С. В. Буланов, В. Л. Гинзбург, В. А. Догель, В. С. Птускин, в кн. «Астрофизика космических лучей», Наука, М., 1984.*

УДК: 524.8

К ВОПРОСУ О ДВИЖЕНИИ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ СТРУН
В ГАЗЕ

Д. А. КОМПАНИЕЦ, А. Г. ПОЛНАРЕВ

Поступила 16 июля 1986

Принята к печати 15 июля 1987

Рассмотрена задача о поведении газовой среды в гравитационном поле движущейся космологической струны. Показано, что задача о движении космологической струны в газе математически эквивалентна классической газодинамической задаче о сверхзвуковом движении острого клина. Даны оценки энерговыделения в ударной волне, возникающей за струной. Обсуждается возможность обнаружения струн при их прохождении через межгалактический газ в скопления галактик и межзвездный газ в Галактике.

1. *Современные теории поля* предсказывают возможность существования устойчивых топологических образований — монополей, струн, доменных стенок, возникающих в процессе вакуумных фазовых переходов в ранней Вселенной [1]. Все эти образования представляют собой области пространства, занятые скалярным полем в состоянии «ложного» вакуума. Под ложным вакуумом понимается метастабильное состояние скалярного поля до фазового перехода.

Неоднократно отмечалось, что космологические струны могут служить причиной образования наблюдаемой крупномасштабной структуры Вселенной [2—5], поэтому анализ возможных наблюдательных проявлений космологических струн приобретает особую актуальность.

Как показано в работах [6, 7], практически сразу после своего образования струна взаимодействует с окружающим веществом только гравитационно. Эффекты, связанные с гравитационным полем прямой струны [7—9] (а именно таким струнам и посвящена данная заметка), неоднократно обсуждались в литературе: искажение реликтового излучения [10], возникновение двойных изображений квазаров [11] и т. д.

Цель данной заметки — продемонстрировать существенно не ньютоновский характер гравитационного поля струны на примере задачи о движении струны сквозь газовую среду*.

* В работе [12] в рамках ньютоновского приближения была решена задача о движении гравитирующей нити. Однако решение, полученное в [12], неприменимо к космологическим струнам, поскольку, как следует из работ [8, 9], ньютоновские ускорения в гравитационном поле струн тождественно равны нулю.

2. Напомним известные факты. Гравитационное поле бесконечной прямой струны, расположенной вдоль оси z , описывается метрикой [8]:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dz^2 - \left(1 - \frac{4G\mu}{c^2}\right) r^2 d\varphi^2 - dr^2, \quad (1)$$

(z, r, φ) — цилиндрические координаты. Здесь μ — плотность массы на единицу длины струны. По порядку величины μ связано с характерной температурой фазового перехода в ранней Вселенной соотношением:

$$\mu \simeq \frac{(k T_{\text{фп}})^2}{k c^3}. \quad (2)$$

Теория „великого объединения“ (ТВО) предсказывает $k T_{\text{фп}} \simeq 10^{16}$ ГэВ $\simeq 10^{13}$ эрг, при этом $\mu \sim 10^{22}$ г/см. Поскольку толщина струны порядка комптоновской длины, $\lambda \sim \frac{\hbar c}{k T_{\text{фп}}} \sim 10^{-40}$ (10^{16} ГэВ/ $k T_{\text{фп}}$) см, ее можно считать бесконечно тонкой. Метрика (1) описывает пространство, в котором отношение длины окружности с центром на струне к радиусу этой окружности равно:

$$\frac{L}{R} = \left(\int_0^{2\pi} d\varphi (-g_{\varphi\varphi})^{1/2} \right) / \left(\int_0^R (-g_{rr})^{1/2} dr = 2\pi \left(1 - \frac{4G\mu}{c^2}\right) \right). \quad (3)$$

Легко убедиться, что если окружность не охватывает струну, то $L/R = 2\pi$. Таким образом, геометрия поверхности $t = \text{const}$, $z = \text{const}$ является конической, т. е. тождественна геометрии на конусе с углом раствора

$$\alpha = 2 \arcsin \left(1 - \frac{4G\mu}{c^2}\right). \quad (4)$$

Поэтому так же, как и в случае конуса, геометрия пространства вне струны эквивалентна геометрии на плоскости с вырезанным углом $\Delta\Psi$. Эту величину называют дефицитом угла (см. рис. 1):

$$\Delta\Psi = 2\pi \left(1 - \sin \frac{\alpha}{2}\right) = \frac{8\pi G\mu}{c^2}. \quad (5)$$

При этом точки, лежащие на двух краях разреза, тождественны: $A' \equiv A$, $B' \equiv B$ (см. рис. 1) и т. д.

Гравитационное поле космологической струны, описываемое метрикой (1), принципиально отличается от поля массивной нити из обычного вещества, которое на расстояниях, много больших толщины струны, описывается ньютоновским потенциалом

$$\Phi = 2G\mu \ln \frac{r}{\lambda}. \quad (6)$$

Причина указанного различия связана со спецификой тензора энергии — импульса скалярного поля в состоянии ложного вакуума [7, 8]; натяжение вдоль струны в точности равно линейной плотности энергии, μc^2 . Натяжение, приходящееся на единицу поперечного сечения струны, можно рассматривать как давление с обратным знаком, другими словами эффективное уравнение состояния в струне имеет вид:

$$P_z = -\varepsilon \quad P_x = P_y = 0, \quad (7)$$

где $\varepsilon = \frac{\mu c^2}{\pi \lambda^2}$ —объемная плотность энергии.

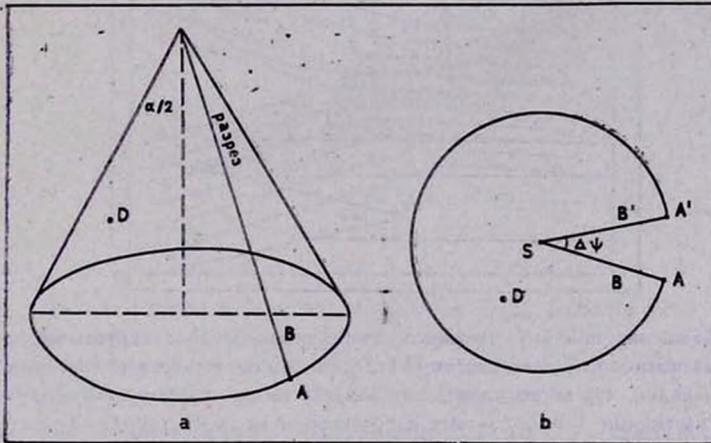


Рис. 1. Геометрия пространства вокруг бесконечной прямой струны. Точки В и В', А и А' попарно тождественны. S—струна.

Согласно общей теории относительности (ОТО) в нерелятивистской формуле (6) вместо μ следует писать величину $\frac{\pi \lambda^2}{c^2} (\varepsilon + P_x + P_y + P_z)$, что с учетом (6), (7) означает, что $\Phi = 0$. Следовательно, ньютоновские ускорения пробных частиц, покоящихся относительно струны, тождественно равны нулю.

Рассмотрим теперь поведение частиц, движущихся относительно струны. Все последующее рассмотрение, включая рисунки, проводится в системе покоя струны. На рис. 2 изображены траектории пробных частиц, движущихся с одинаковой скоростью V относительно струны. Учитывая тождественность двух краев разреза, мы видим, что расстояние между частицами 1 и 2 остается все время постоянным, а расстояние между частицами

2 и 3, начиная с некоторого момента, уменьшается, и в момент времени траектории частиц 2 и 3 пересекаются. В момент времени струна пересекает прямую, соединяющую частицы 2 и 3. В этот момент t_k относительная скорость между частицами 2 и 3 меняется скачком от 0 до величины

$$V_{\perp} = \frac{8\pi G \mu V}{c^2}, \quad (8)$$

момент пересечения траекторий $t_k = t_0 + l V_{\perp}$, где l — начальное расстояние между частицами.

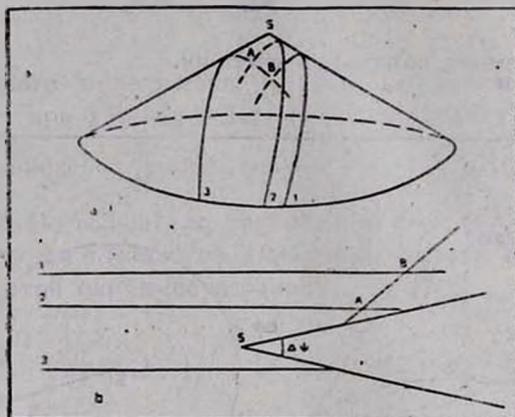


Рис. 2. Движение пробных частиц в гравитационном поле струны а) траектории изображены на конической поверхности; б) на плоскости, с разрезом (из сопоставления рис. а и б) очевидно, что место проведения разреза не имеет значения). Струна не проходит между частицами 1 и 2, поэтому и траектории не пересекаются. Траектория частицы 3, напротив, пересекает траектории частиц 1 и 2 соответственно в точках В и А. S — струна.

Заметим, что возникновение относительной скорости (8) есть чисто кинематический эффект в коническом пространстве, величина этой скорости прямо пропорциональна скорости движения частиц относительно струны, тогда как при ньютоновском рассмотрении с использованием потенциала (6) относительная скорость сближения частиц обратно пропорциональна V .

Подчеркнем, что относительное движение пробных частиц не зависит от места проведения разреза, что становится очевидным из рис. 2 и в чем можно легко убедиться непосредственно, проведя разрез иначе, например, как на рис. 3.

Зная движение одной пробной частицы в гравитационном поле струны, можно считать, по крайней мере качественно, и поведение газа. Если газ бесстолкновительный, то при движении прямой струны в заметаемой ею

плоскости образуется своеобразный след, уплотнение [13], связанный с рассмотренным выше отклонением частиц струной (см. рис. 3а).

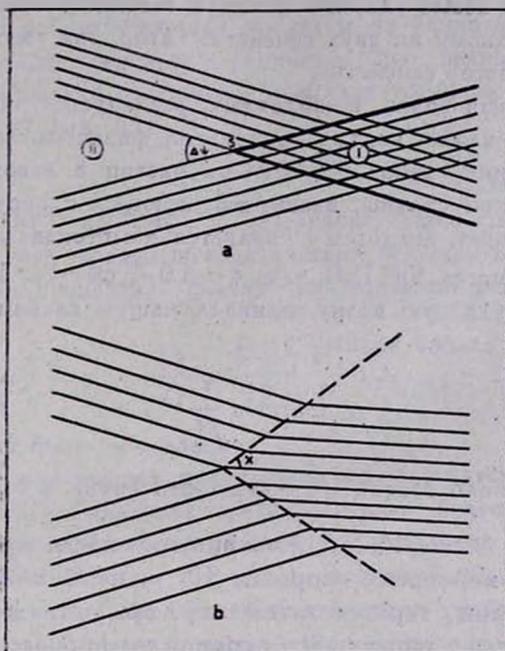


Рис. 3. Движение струны в газе. а) образование следа (область I) в бесстолкновительном случае, область II—разрез; б) образование ударной волны (пунктирная линия) в столкновительном случае. S—струна. При данном выборе положения разреза все траектории частиц следа от струны параллельны друг другу.

Рассмотрим теперь задачу о движении струны в столкновительном газе. Отсутствие ньютоновских ускорений наводит на мысль: нельзя ли свести «экзотическую» задачу о движении столкновительного газа в коническом пространстве к газодинамической задаче об обтекании твердого тела без гравитационного поля? Нетрудно убедиться, что таким газодинамическим аналогом является сверхзвуковое обтекание острого клина. Как и в случае сверхзвукового обтекания острого клина, от струны должна отходить косая ударная волна: Термодинамические свойства газа за фронтом ударной волны зависят от скорости струны v , температуры T , плотности газа перед ударной волной ρ и от линейной плотности струны.

Пекулярные скорости космологических струн $v \sim c$ [4], однако ультрарелятивистские скорости $(v - c)/c \ll 1$ могут достигаться только в отдельных точках струны или в отдельные моменты времени*. Поэтому в

* Например, наряду с бесконечными струнами во Вселенной рождаются замкнутые струны (подробно см. [4]). Анализ движения таких струн показывает, что ультрарелятивистские скорости достигаются лишь в самые последние моменты их коллапса.

дальнейших оценках мы будем пользоваться нерелятивистским приближением, которое по порядку величины справедливо вплоть до $v \sim c$.

Известно, что косые ударные волны в газодинамической среде могут принадлежать к одному из двух семейств: это, так называемые, волны «сильного» и «слабого» семейства.

Сильная ударная волна, по-видимому, реализуется лишь в случае достаточно «тупого» клина, когда минимальная физическая толщина острия λ превосходит длину свободного пробега частиц в невозмущенном газе. Для космологической струны, взаимодействующей с окружающей средой только гравитационно, аналогом λ является комптоновская длина волны, соответствующая массе 10^{18} ГэВ, т. е. $\lambda \sim 10^{-30}$ см $\ll l$. Поэтому рассмотрим лишь косую ударную волну, принадлежащую слабому семейству.

Угол наклона слабой волны

$$\chi \simeq \arcsin \frac{1}{M}, \quad (9)$$

где $M = \frac{v}{v_s}$ — число Маха, v_s — скорость звука в среде. В рассматриваемом случае $M \simeq c/v_s \gg 1$. Частицы газа после прохождения струны приобретают компонент скорости V_{\perp} и, из-за малости угла разворота ударной волны, теряют затем эту скорость в ударной волне, т. е. увлечения газа движущейся струной не происходит.

3. Оценим параметры нагретого газа за ударной волной при прохождении космологической струны: 1) через межгалактический газ в скоплениях галактик и 2) через межзвездный газ в Галактике. При прохождении через фронт ударной волны газ нагревается. В этом состоит одно из возможных проявлений космологических струн.

Температура и плотность газа за ударной волной определяются скачком скорости $\Delta v \sim V_{\perp}$. В реальных условиях, как будет показано ниже, $V_{\perp} < v_s$. В приближении $V_{\perp} \ll v_s$ относительный скачок скорости и плотности газа за фронтом ударной волны соответственно равны:

$$\Delta T/T \simeq (\gamma - 1) V_{\perp}/v_s, \quad (10)$$

$$\Delta n/n \simeq V_{\perp}/v_s, \quad (11)$$

где γ — показатель адиабаты.

Поскольку v_s порядка тепловой скорости газа, то в межгалактическом газе $v_s \sim 300\text{--}1000$ км/с. Таким образом,

$$\frac{V_{\perp}}{v_s} \simeq 5 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\mu}{10^{22} \text{ г/см}^3} \right) \left(\frac{T}{4 \cdot 10^7 \text{ К}} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Так как температура межгалактического газа порядка 10^7 — 10^8 К, то при $\mu \leq 10^{21}$ г/см приближение (10), (11) вполне применимо. Следует подчеркнуть, что по наблюдательным пределам на анизотропию реликтового излучения можно дать верхние ограничения на величину μ [16]: $\mu \leq 4 \cdot 10^{22}$. Рентгеновская светимость межгалактического газа определяется тормозными процессами [15]

$$Q = n^2 \Lambda(T), \quad (13)$$

где $\Lambda(T) = 2.1 \cdot 10^{-27}$ эрг см³/с T¹². Следовательно, согласно (10)—(13) прохождение струны через межгалактический газ приводит лишь к незначительному (доли процента) скачку наблюдаемой рентгеновской светимости:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{3 + \gamma}{2} \frac{V_{\perp}}{V_S}, \quad (14)$$

что вряд ли может быть наблюдаемо.

Поиски наблюдательных проявлений космологических струн в межзвездном газе нашей Галактики представляются более перспективными. Согласно (12), при характерной температуре в облаках межзвездного газа $T \simeq 10^4$ К, $V_{\perp}/V_S \simeq 0.3$ ($\mu / 10^{22}$ г/см). Поэтому, возможно, что некоторый тонкий анализ неоднородностей плотности и температуры межзвездного газа в Галактике позволит выделить сравнительно крупномасштабные неоднородности плотности и температуры, связанные с прохождением космологической струны, а именно анализ пространственной структуры распределения температуры (и плотности) межзвездного газа, а также анализ ее эволюции со временем.

4. К сожалению, все рассмотренные выше газодинамические проявления струн являются событиями весьма редкими. Предположим, например, что во Вселенной имеются хаотически распределенные прямые струны с плотностью $\rho_S = \Omega_S \rho_{cr}$ (где $\rho_{cr} = 3H^2/8\pi G$ — критическая плотность, $H = h 50$ км/с/Мпк — постоянная Хаббла [17]). Тогда число струн, проходящих через галактику радиуса $R = 10$ кпк за 10^9 лет, порядка $10^{-2} \Omega_S h^2 r \mu^{-1}$. Поэтому, даже игнорируя наиболее сильное верхнее ограничение на величину μ [16], мы не можем ориентироваться на поиск струн с большими μ . Действительно, при $\mu > 10^{22}$ г/см проявление струны ярче, но такие события чрезвычайно редки.

Однако нельзя исключить возможность корреляции распределения струн в пространстве с распределением галактик, а также существования долгоживущих замкнутых струн в галактиках, что, в принципе, может увеличить частоту рассматриваемых событий.

В заключение отметим, что в ранней Вселенной, когда негравитационным взаимодействием вещества и струны пренебрегать нельзя, в принци-

ле. могут возникать ударные волны «сильного» семейства. Это связано с тем, что из-за взаимодействия эффективная толщина струны становится больше, чем длина свободного пробега частиц и ударная волна образуется на некотором расстоянии от струны. Отошедшие волны всегда принадлежат к «сильному» семейству. Возмущения, вызываемые этими волнами, могут быть затравками возмущений ранней Вселенной, ответственными за возникновение структуры Вселенной.

Авторы благодарны Г. С. Бисноватому-Когану, А. Ф. Илларионову, В. Н. Лукашу и И. Д. Новикову за стимулирующие дискуссии и ценные замечания.

Институт космических исследований
АН СССР

ON THE MOVEMENT OF COSMOLOGICAL STRINGS THROUGH GAS

D. A. KOMPANEETS, A. G. POLNAREV

The behaviour of gas in the gravitational field of a cosmological string is considered. It has been shown that the problem is equivalent to the classical problem of supersonic movement of a slender wedge. The heating of gas behind the shock is estimated. The observational possibility of the string to pass through the intergalactic gas of galaxy cluster and through the interstellar gas of our galaxy is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. W. Kibble, *J. Phys., A: Math. and Gen.* **9**, 1387, 1976.
2. A. Vilenkin, *Phys. Rep.*, **121**, 263, 1985.
3. Ya. C. Zel'dovich, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* **192**, 663, 1980.
4. A. Vilenkin, *Phys. Rev. Lett.*, **46**, 1169, 1496 (E), 1981.
5. A. Vilenkin, Q. Shafi, *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 1716, 1983.
6. T. Vachaspati, A. E. Everett, A. Vilenkin, *Phys. Rev., D:Partand Fields*, **30**, 2036, 1984.
7. A. E. Everett, *Phys. Rev. D:Partand Fields*, **10**, 3161, 1981.
8. A. Vilenkin, *Phys. Rev. D:Partand Fields*, **23**, 852, 1981.
9. J. R. Gott, *Princeton Prepr.*, 1984.
10. N. Kaiser, A. Slebbins, *Nature*, **310**, 391, 1984.
11. A. Vilenkin, *Astrophys. J. Lett.*, **51**, 282, 1984.
12. В. А. Гасилов, В. А. Маслякин, М. Ю. Хлопов, *Астрофизика*, **23**, 191, 1985.
13. J. Silk., A. Vilenkin, *Prep. Tuft University*, 84-4.
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика сплошных сред*, М., 1953.
15. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Физика межзвездной среды*, М., 1979.
16. R. Brandenberger, N. Turok, *Phys. Rev. D:Partand Fields*, **33**, 2182.
17. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, М., 1975.

УДК: 524.338.6

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ЗАМЕЧАТЕЛЬНЫЕ КОМБИНАЦИИ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК

1. *Введение.* Звездные вспышки, наблюдаемые в скоплениях и ассоциациях, благодаря большому разнообразию физических параметров (светимости, массы, возрасту и т. д.) соответствующих звезд представляют большой интерес для физики звезд.

С другой стороны, вспышечная активность имеет эволюционную природу — вспыхивающие звезды представляют эволюционную стадию карликовых звезд [1]. Поэтому, звездные вспышки интересны и для эволюции звезд.

В настоящем сообщении рассматриваются два замечательных примера звездных вспышек, фотографически наблюдаемых в ассоциации Ориона.

Наблюдения вспышек звезд типа UV Кита окрестностей Солнца, выполненные с высоким временным разрешением, показывают, что их кривые блеска весьма разнообразны. Редко встречаются кривые блеска, соответствующие быстрому возгоранию вспышки и последующему, сравнительно медленному спаду блеска звезды.

Например, фотоэлектрические наблюдения вспышек звезд типа UV Кита, выполненные Кристалди и Родоно [2] и Моффеттом [3], свидетельствуют, что их кривые блеска чаще имеют сложную структуру (несколько пиков, сравнительно гладкий пик, тонкие детали, нарушающие гладкий ход возгорания или спада, чередование вспышек и т. д.).

Наблюдаемые сложные кривые блеска вспышек удается удовлетворительно представить как суперпозицию нескольких простых вспышек [4]. Это позволяет допустить, что сложность кривых блеска вспышек и их чередование являются следствием одного и того же явления.

При фотографических наблюдениях звездных вспышек в скоплениях и ассоциациях, обладающих временным разрешением, более чем на два порядка меньшим, по сравнению с фотоэлектрическими наблюдениями, на кривых блеска вспышек теряются не только тонкие их детали, но и маломощные, а также кратковременные вспышки, в целом. Однако, если вспыш-

ка достаточно мощная и длительная, чтобы быть обнаруженной при фотографических наблюдениях, ее кривая блеска напоминает, в общем, исходную кривую, которая наблюдалась бы фотоэлектрическим методом. В частности, времена возгорания и спада вспышки сохраняются почти неизменными.

С этой точки зрения особый научный интерес представляют следующие две вспышки, обнаруженные фотографическими наблюдениями области Ориона, выполненными в Абастуманской обсерватории, методом звездных цепочек [5].

2. Вспышки звезды $V373=T8$ Ориона от 26—27 ноября 1979 г. Кривая блеска этой, необычной по виду, вспышки представлена на рис. 1. Она

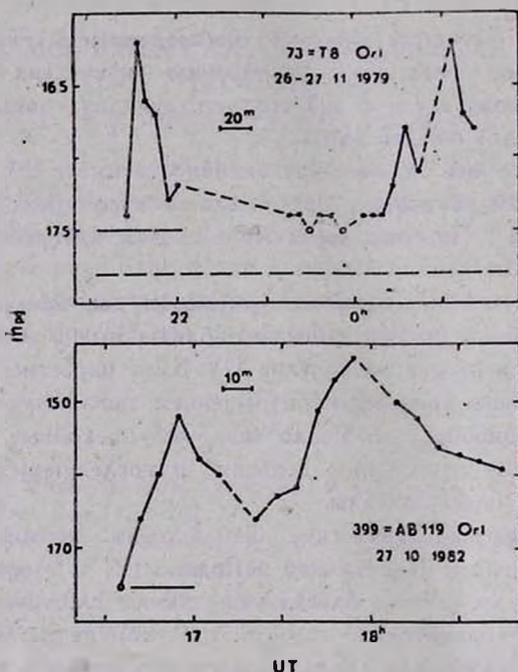


Рис. 1. Кривые блеска вспышек, наблюдаемых у вспыхивающих звезд $V373=T8$ Ориона и $V399=AB 119$ Ориона.

построена на основе фотометрических измерений четырех пластинок, полученных за время 21^h25^m (26 ноября) — 01^h22^m (27 ноября) по всемирному времени (UT). Отрезки, проведенные прерывистыми линиями, соответствуют периодам, когда наблюдений не имеется.

В период всей вспышки минимум блеска звезды (17^m8), отмеченный пунктирной линией, был достигнут только дважды. Соответствующие

изображения на рис. 1 отмечены светлыми кружками, на уровне предельной величины пластинки (сплошной отрезок слева). Первое и последнее изображения находятся на 0^m4 и 0^m6 выше минимума. Следовательно, вся вспышка, которая продолжалась более 4 часов, наблюдениями не охвачена.

Кривую блеска вспышки звезды $73=T8$ Ориона в общем можно рассматривать как сложение кривых блеска двух вспышек, следующих друг за другом. Причем, первая из них является «быстрой», а вторая — «медленной», по классификации Аро [6]. Возгорание первой вспышки продолжалось около 10 минут, а второй — больше часа. Между этими вспышками звезда, по-видимому, достигла минимума блеска, когда была слабее предельной величины. Несмотря на большое временное разрешение (экспозиция каждого изображения составляла 6 минут), на кривую блеска упомянутых составляющих вспышек накладываются еще несколько более мелких деталей, вызванных значительными изменениями блеска — небольшими вспышками.

Кривая блеска вспышки вспыхивающей звезды $B3\ 73=T8$ Ориона является примером чередования «быстрой» и «медленной» вспышек, произошедших у одной звезды, в течение всего 4-х часов. В связи с этим интересно отметить, что за все время фотографических наблюдений области ассоциации Ориона (около 1600 часов) у этой звезды были обнаружены всего 2 вспышки (не считая рассмотренные выше) [5].

Это наблюдение подтверждает представление о том, что «быстрый» или «медленный» характер вспышки обусловлен не физическими параметрами вспыхивающей звезды, а определяется физическими условиями той среды, в верхних слоях звезды, где освобождается избыточная энергия — происходит вспышка (см., например, [7]).

3. Вспышка звезды $B3\ 399=AB\ 199$ Ориона от 27 января 192 г. И в этом случае вспышка была достаточно длительной: она продолжалась более 2-х часов. Кривая блеска этой вспышки дана на том же рис. 1, по фотометрическим измерениям трех пластинок, полученных за время $16^h35^m - 18^h44^m$ UT.

В минимуме блеска звезда $B3\ 99$ Ориона имеет блеск, равный 18^m6 , и на рис. 1 первое изображение, когда она была слабее предельной величины пластинки, не вышло. Однако на рис. 1 имеются все остальные изображения, начиная со второго. Наблюдения этой вспышки кончаются, когда звезда была ярче минимального блеска на 1^m8 . Если отвлечься от небольших флуктуаций, то кривая блеска вспышки (рис. 1) представляет собою комбинацию двух последовательных вспышек. Уникальность этой кривой блеска заключается в том, что обе эти вспышки являются «медлен-

ными», по классификации Аро [6]. Время возгорания первой из них составляет около 30 минут, а второй — почти 40 минут. Кривая блеска вспышки звезды ВЗ 399 Ориона довольно гладкая: отклонения от общего хода изменений блеска, характеризующего обе «медленные» вспышки, небольшие.

Добавим, что в отличие от звезды ВЗ 73 Ориона, звезда ВЗ 399 Ориона за все время фотографических наблюдений области ассоциации Ориона не показала ни одной вспышки. В ее спектре обнаружено наличие эмиссии в линии H_{α} [5].

В заключение отметим, что комбинации «быстрой»—«медленной» и «медленной»—«медленной» вспышек по классификации Аро [6] до сих пор не встречались.

Remarkable Combinations of Stellar Flares. It has been shown that the flares photographically observed on stars FS 73=T8 Ori (October, 26—27, 1979) and FS 399 = AB 119 Ori (January, 27, 1982) were combinations of two consecutive flares, “rapid”—“slow” and “slow”—“slow”, respectively.

16 августа 1987

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Абастуманская астрофизическая
обсерватория

Л. В. МИРЗОЯН

Р. Ш. НАЦВЛИШВИЛИ

ЛИТЕРАТУРА

1. V. A. *Ambartsumian*, L. V. *Mirzoyan*, *New Directions and New Frontiers in Variable Star Research*, IAU Colloquium, No. 15, Veröff. Bamberg, 9, Nr. 100, 98, 1971.
2. S. *Cristaldi*, M. *Rodono*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 2, 223, 1970.
3. T. J. *Moffett*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 29, 1, 1974.
4. Л. В. *Мирзоян*, Вспыхивающие звезды, флуоры и объекты Херbiga—Аро, ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 45.
5. Р. Ш. *Нацвлишвили*, Канд. диссертация, Ереван, 1987.
6. G. *Haro*, *Stars and Stellar Systems*, Vol. 7, eds. V. M. Middlehurst, L. H. Aller Univ. Chicago Press, Chicago, 1968, p. 141.
7. Л. В. *Мирзоян*, Нестационарность и эволюция звезд, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1981.

УДК: 524.35

О СВЕРХНОВОЙ 1959b В NGC 4921

Медленное, почти непрерывное возрастание визуального блеска SN 1987 A, начавшееся после вспышки и продолжавшееся почти три месяца,— явление весьма необычное для сверхновых, наблюдаемых до сих пор.

В связи с этим, однако, стоит вспомнить другую сверхновую, обнаруженную Хьюмасоном [1] 4 мая 1959 г. в спиральной галактике NGC 4921, яркость которой была почти постоянной в течение более двух месяцев после максимума. Сверхновая эта была видна на семи снимках, полученных в Бюракане на 21" телескопе системы Шмидта; при этом пять снимков относились к периоду до ее открытия. Сообщение о наблюдениях этой сверхновой было опубликовано в [2]. В последнее время нами выполнены повторные глазомерные оценки блеска SN 1959b на всех наших негативах:

| 1959 г. | m_{or} | m_{pg} |
|-----------|--------------------|--------------------|
| 8 февраля | — | 18 ^m .8 |
| 11 апреля | 17 ^m .9 | — |
| 12 " | 18.2 | — |
| 28 " | — | 18.8 |
| 3 мая | — | 19.1 |
| 5 " | — | 19.0 |
| 26 июня | — | >18.5 |
| 28 " | — | ~19.2 |

Эти новые оценки мало отличаются от первоначальных, за исключением оценки для 26 июня, где звезда ошибочно была оценена < 19^m.5 вместо > 18^m.5, а также оценки для 28 июня, не приведенной раньше. Мы рассмотрели также снимки области Coma, полученные 18, 19 апреля и 28 мая 1960 г., однако сверхновая на них не видна, несмотря на то, что на этих негативах хорошо видны звезды 19.5 величины. Снимки 11 и 12 апреля получены на пластинках Kodak OaE в сочетании с оранжевым фильтром OG1. Остальные снимки получены на пластинках Kodak OaO. Вместе со снимками 12 апреля и 3 мая в ту же ночь были сняты и совместно проявлены области сравнения, что дало возможность оценить яркость сверхновой как на этих пластинках, так и (через звезды сравнения в окрестности NGC 4921) на остальных негативах. В качестве стандартов служили звезды шарового скопления M3, с фотоэлектрическими звездными величинами

Баума—Сендиджа [3]. Оценка Хьюмасона яркости сверхновой для 4 мая 1959 г. дает $m_{pH} = 18^m5$ [1]. Расхождение в 0^m5 между его оценкой и нашей обусловлено, возможно, различными системами звездных величин, а также фоном галактики, накладывающимся на изображение сверхновой и затрудняющим глазомерные оценки ее блеска.

В Бюраканской коллекции снимков скопления Сомы за первую половину 1959 г. имелся один снимок, полученный 8 февраля 1959 г. Считая, что сверхновая не могла быть видимой на столь раннем снимке, мы сначала вовсе не рассматривали этот снимок. В дальнейшем, однако, оказалось, что и на этом снимке сверхновая видна и ее блеск в фотографических лучах равен $\sim 18^m5$. Этот факт показался нам настолько неожиданным, что мы сочли необходимым сравнить точное положение объекта на снимке 8 февраля с положением на снимках, полученных позже. Измерения с помощью измерительного микроскопа показали точное совпадение, поэтому о дефекте не могло быть и речи.

Снимок 8 февраля, полученный почти за три месяца до открытия сверхновой, заставил нас считать вероятным одну из следующих двух возможностей:

1. Сверхновая находилась 8 февраля на подъеме и ее яркость значительно превысила в дальнейшем блеск 18^m5 .

2. Сверхновая имела очень плоский максимум продолжительностью свыше двух с половиной месяцев.

Несколько менее вероятным считалось допущение, что очень яркий максимум имел место до 8 февраля и все полученные наблюдения относились к периоду, когда сверхновая уже значительно ослабела.

В 1967 г. было опубликовано сообщение Р. Барбона [4] о наблюдениях SN 1959b после открытия, выполненных на 48" телескопе системы Шмидта Паломарской обсерватории с 4 мая по 2 июля 1959 г. Снимки были получены на пластинках Kodak 103a-D в сочетании с желтым фильтром, за исключением двух, полученных на эмульсии Kodak 103a-O. Р. Барбон глазомерно оценил блеск сверхновой на всех пластинках, пользуясь фотоэлектрическими стандартами Баума в области SA 57, расположенными на тех же пластинках, что и сверхновая и пришел к выводу, что фотовизуальные наблюдения сверхновой находятся в согласии с рассмотренной в Бюракане [2] возможностью плоского максимума, продолжавшегося по меньшей мере два месяца.

С целью проверки звезды на предмет галактической переменной Р. Барбон рассмотрел 160 снимков области Сомы, полученных за 1949—1960 гг. в Паломарской обсерватории, однако, следов сверхновой ни на одном из этих снимков он не обнаружил, за исключением вышеупомянутых снимков 1959 г.

На рис. 1 приведена кривая блеска SN 1959b, полученная по нашим и Паломарским наблюдениям. Если поднять на этом рисунке все значения, соответствующие наблюдениям в фотографических лучах, на величину 0,8, равную показателю цвета сверхновой 3—5 мая, то все они хорошо ложатся на кривую блеска в желтом цвете.

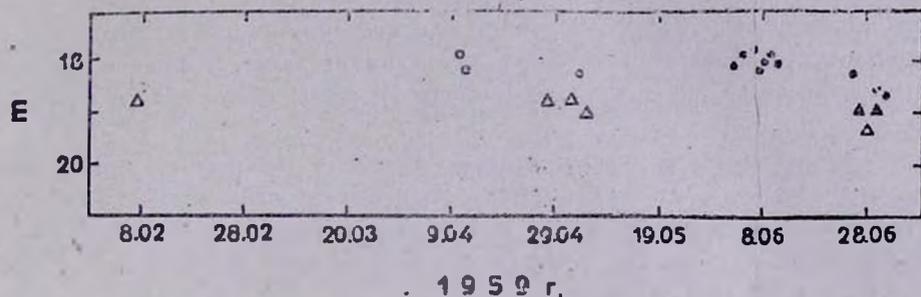


Рис. 1. Кривая блеска сверхновой 1959b в NGC 4921 по бюраканским (m_{rg} — \circ) и паломарским (m_{rv} — \circ , m_{rg} — \triangle) наблюдениям.

Кривая блеска SN 1959b имеет довольно необычный вид и очень похожа на кривую блеска, полученную Чиатти и др. [5] в визуальных лучах для сверхновой 1969 I, вспыхнувшей в спиральной галактике NGC 1058. Эта сверхновая имела постоянную яркость в течение около трех месяцев после вспышки.

Известна еще одна сверхновая, показавшая признаки продолжительного пребывания на одном уровне блеска в желтом цвете. Она вспыхнула в пекулярной галактике NGC 3656 в 1973 г. и была обнаружена независимо Ковалом [6] 11 января и нами [7] 4 марта 1973 г. И на снимке Ковала, и на Бюраканских снимках, полученных на два месяца позже, сверхновая имела звездную величину $V=17.0$.

И наконец, сверхновые III и IV типов по Цвикки [8] тоже имеют почти плоские максимумы, продолжающиеся около двух месяцев.

К сожалению, мы не имеем данных о блеске SN 1959b до 8 февраля и от 8 февраля до 11 апреля 1959 г., а также дополнительные данные о блеске сверхновой, вспыхнувшей в NGC 3656 в 1973 г., и поэтому трудно утверждать, что они наблюдались именно в максимуме блеска. Однако наблюдения SN 1969 I с почти постоянным максимумом и SN 1987 A с медленно возрастающим максимумом, мало отличающимся от примерно постоянного блеска SN 1959b, позволяют допустить, что и эта сверхновая имела плоский максимум продолжительностью по меньшей мере два с половиной месяца.

Важной особенностью SN 1987 A является ее относительно низкая светимость. 20 мая 1987 г., когда SN 1987 A достигла максимального блеска, ее абсолютная величина в желтом цвете была —15.8. Абсолютная

величина SN 1969 l в том же цвете в максимуме блеска была тоже—15.8. Максимальные наблюдаемые визуальные абсолютные величины SN 1959 b и сверхновой 1973 г. в NGC 3656 раины соответственно — 16.3 и — 15.9 (при $H = 75$ км/с на Мпк).

Относительно низкие, в то же время довольно близкие значения визуальных светимостей рассмотренных выше сверхновых, их весьма пологие кривые блеска с очень плоскими или медленно изменяющимися максимумами, указывают на то, что есть, по-видимому, общее в физических процессах, протекающих в этих интересных объектах, непохожих на обычные сверхновые.

Считаю своим приятным долгом выразить искреннюю признательность академику В. А. Амбарцумяну, обратившему наше внимание на сходство между сверхновыми 1959 b и 1987 A и полезные советы. Мы благодарны также доктору Н. Н. Чугаю за любезно присланные данные о кривой блеска SN 1987 A.

On the Supernova 1959b in NGC 4921. On the basis of the Byurakan and Palomar observations of the supernova 1959b in NGC 4921 the similarity has been shown of its light curve with the light curves of the SN 1969l in NGC 1058 and of the SN 1987A in LMC and their low and very close luminosities.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Р. К. ШАХБАЗЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. M. L. Humason, H. S. Gates, Publ. Astron. Soc. Pacif., 72, 208, 1960.
2. Р. К. Шахбазян, Астрон. циркуляр, № 216, 1, 1960.
3. A. R. Sandage, Astron. J., 58, 61, 1953.
4. Р. Барбон, Астрофизика, 3, 85, 1967.
5. F. Ciatti, L. Rosino, F. Bertola, Contr. Asiago, No. 255, 1971.
6. C. T. Kowal, IAU Circ., No. 2491, 1973.
7. Р. К. Шахбазян, Астрофизика, 9, 450, 1973.
8. F. Zwicky, Ann. Astrophys., 27, 300, 1964.

УДК: 524.5—355

ВРАЩАТЕЛЬНЫЙ СПЕКТР МЕЖЗВЕЗДНОГО РАДИКАЛА C_2H

Радикал C_2H играет важную роль в межзвездной химии цианополлинов. Поэтому наблюдения этой молекулы представляют значительный ин-

интерес. Хотя родственные молекулы CH , C_2H , C_4H , HC_3N уже давно были обнаружены в межзвездной среде, отождествить в наблюдаемых спектрах линии C_3H не удавалось, поскольку спектр этой молекулы был недостаточно хорошо изучен лабораторными методами. Лишь недавно были измерены с хорошей точностью частоты вращательных переходов этого радикала [1] и осуществлено отождествление некоторых линий в объектах IRC + 10216 и TMC-1 [2]. Содержание C_3H на луче зрения в этих объектах оказалось сравнительно большим — $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Таким образом, рассматриваемый радикал может эффективно использоваться для зондирования физических условий в облаках межзвездного газа. Однако для этого необходимо точно знать вероятности различных элементарных процессов, приводящих к заселению вращательных уровней, в частности, вероятности радиационных переходов между этими уровнями. Цель данной работы состоит в расчете вероятностей спонтанных радиационных переходов между нижними вращательными уровнями C_3H .

Основное электронное состояние рассматриваемой молекулы есть $X^2\Pi$. Спин электронной оболочки $S = 1/2$. По классификации Гунда молекула относится к случаю промежуточному между «а» и «б», но ближе к случаю «а». Постоянная тонкой структуры положительна. Поэтому полоса вращательных состояний ${}^2\Pi_{3/2}$ лежит выше полосы ${}^2\Pi_{1/2}$. Энергетический сдвиг между их началами составляет приблизительно 21 К. Вращательные уровни характеризуются квантовым числом $J = 1/2, 3/2, \dots$ для полосы ${}^2\Pi_{1/2}$ и $J = 3/2, 5/2, \dots$ для полосы ${}^2\Pi_{3/2}$. Каждый вращательный уровень расщеплен в Λ -дублеты — уровни противоположной четности π . Величина π определяется как $(-1)^{J+S} \pi_e$, где π_e — четность электронной волновой функции. В полосе ${}^2\Pi_{1/2}$ рассматриваемой молекулы $\pi_e = -1$ для нижнего уровня Λ -дублета и $\pi_e = +1$ для верхнего уровня, если $J \leq 11/2$. При $J > 11/2$ значения π_e для верхнего и нижнего уровней меняются на противоположные. В ${}^2\Pi_{3/2}$ -состоянии $\pi_e = -1$ для нижнего уровня Λ -дублета и $\pi_e = +1$ для верхнего уровня при всех рассматриваемых значениях J . Каждый из Λ -дублетных уровней расщеплен дополнительно в сверхтонкую структуру. Сверхтонкие подуровни характеризуются квантовым числом F (квантовое число полного углового момента молекулы, $F = \bar{J} + \bar{I}$, $\bar{I} = 1/2$ — спин протона). В соответствии с правилами сложения моментов, квантовое число F может принимать два значения $F = J \pm 1/2$.

Вероятность радиационного перехода $J'F'\pi' - JF\pi$ в полосе ${}^2\Pi_{\Omega}$ ($\Omega = 1/2, 3/2$) может быть рассчитана по обычной формуле

$$A(J'F'\pi' - JF\pi) = \frac{64\pi^4}{3hc^3} [\nu_{\Omega}(J'F'\pi', JF\pi)]^2 \frac{S_{\Omega}(J'F'\pi', JF\pi)}{2F'+1}, \quad (1)$$

где ν — частота перехода, $S_2(J'F'\pi', JF\pi)$ — сила линии. Последняя величина для рассматриваемого типа молекул определяется выражением [3]

$$S_2(J'F'\pi', JF\pi) = \frac{1 - \pi\pi'}{2} d^2 (2J+1)(2J'+1)(2F'+1)(2F+1) \times \\ \times \left\{ \begin{matrix} I & J & F \\ 1 & F' & J' \end{matrix} \right\}^2 \left\{ \begin{matrix} J & 1 & J' \\ 1/2 & 0 & -1/2 \end{matrix} \right\} - \nu_{2J'} \nu_{2J} \left\{ \begin{matrix} J & 1 & J' \\ 3/2 & 0 & -3/2 \end{matrix} \right\}^2. \quad (2)$$

В этой формуле d — дипольный момент молекулы ($d(\text{C}_3\text{H}) = 3.1$ деб.). $\left\{ \begin{matrix} J & 1 & J' \\ \xi & 0 & -\xi \end{matrix} \right\}$ — $3j$ -символ Вигнера, $\left\{ \begin{matrix} I & J & F \\ 1 & F' & J' \end{matrix} \right\}$ — $6j$ -символ Вигнера [4] ν_{2J} и $\nu_{2J'}$ — коэффициенты, определяющие взаимодействие состояний ${}^2\Pi_{1/2}$ и ${}^2\Pi_{3/2}$. Эти коэффициенты могут быть рассчитаны по формулам

$$\nu_{2J} = \sqrt{\frac{\eta X - 2 + \lambda}{2\eta X}}, \quad \nu_{2J'} = -\eta \sqrt{\frac{\eta X + 2 - \lambda}{2\eta X}}, \quad (3)$$

где

$$X = \sqrt{\lambda(\lambda - 4) + 4(J + 1/2)^2}, \quad \eta = (-1)^{J+3/2} \text{sign}(\lambda). \quad (4)$$

В этих соотношениях $\lambda = A/B$, A — постоянная тонкой структуры данной молекулы, B — ее вращательная постоянная. Для молекулы C_3H $\lambda = 38.51$.

Расчитанные значения вероятностей переходов представлены в табл. 1 для тех переходов, для которых из лабораторных измерений известны частоты (частоты также приведены в этой таблице). В ряде случаев частоты переходов в сверхтонком мультиплете не удастся разрешить при лабораторных измерениях. Это особенно касается переходов в полосе ${}^2\Pi_{3/2}$. В этих случаях для обоих переходов в мультиплете указано одно значение частоты. Тем не менее вероятности этих переходов несколько различаются. Как видно из таблицы, значения вероятностей сравнительно велики. Это обстоятельство позволяет надеяться, что в ближайшее время число наблюдаемых линий этой интересной межзвездной молекулы существенно возрастет.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить Д. А. Варшавича за полезное обсуждение рассматриваемого вопроса.

Rotational Spectrum of Interstellar C₃H. In this paper the probabilities of rotational transitions in ${}^2\Pi_{1/2}$ and ${}^2\Pi_{3/2}$ states of interstellar C_3H are presented. The influence of hyperfine structure on the probability values are calculated.

30 июля 1986

Ленинградский филиал
САО АН СССР

В. К. ХЕРСОНСКИЙ

Таблица 1

ЧАСТОТЫ И ВЕРОЯТНОСТИ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ C₃H

| Переход $F'_{\pi'} \rightarrow F_{\pi}$ | Частота (МГц) | Вероятность (с ⁻¹) | Переход $F'_{\pi'} \rightarrow F_{\pi}$ | Частота (МГц) | Вероятность (с ⁻¹) |
|--|------------------|-----------------------------------|--|------------------|-----------------------------------|
| ² Π _{1/2} | | | | | |
| 3/2→1/2 | | | 11/2→9/2 | | |
| 2+→1- | 32627.255 | 1.3 (-6) | 6+→5- | 119804.682 | 8.7 (-5) |
| 1+→0- | 32634.344 | 8.6 (-7) | 5+→4- | 119805.322 | 8.6 (-5) |
| 2→→1+ | 32660.608 | 1.3 (-6) | 6→→5+ | 119847.476 | 8.7 (-5) |
| 1→→0+ | 32663.330 | 8.6 (-7) | 5→→4+ | 119858.259 | 8.6 (-5) |
| 7/2→5/2 | | | 13/2→11/2 | | |
| 4+→3- | 76199.173 | 2.1 (-5) | 7→→6+ | 141635.793 | 1.5 (-4) |
| 3+→2- | " | 2.0 (-5) | 6→→5+ | 141636.431 | 1.4 (-4) |
| 4→→3+ | 76204.541 | 2.1 (-5) | 7+→6- | 141708.728 | 1.5 (-4) |
| 3→→2+ | " | 2.0 (-5) | 6+→5- | 141709.494 | 1.5 (-4) |
| 9/2→7/2 | | | 15/2→13/2 | | |
| 5→→4+ | 97995.166 | 4.7 (-5) | 8+→7- | 163491.035 | 2.3 (-4) |
| 4→→3+ | 97995.913 | 4.5 (-5) | 7+→6- | 163491.557 | 2.3 (-4) |
| 5+→4- | 98011.611 | 4.7 (-5) | 8→→7+ | 163597.232 | 2.3 (-4) |
| 4+→3- | 98012.524 | 4.5 (-5) | 7→→6+ | 163597.900 | 2.3 (-4) |
| 17/2→15/2 | | | 17/2→15/2 | | |
| 9→→8+ | 185371.952 | 3.2 (-4) | 9+→8- | 185513.968 | 3.4 (-4) |
| 8→→7+ | 185372.417 | 3.3 (-4) | 8+→7- | 185514.589 | 3.3 (-4) |
| ² Π _{3/2} | | | | | |
| 7/2→5/2 | | | 13/2→11/2 | | |
| 4→→3+ | 80388.107 | 2.1 (-5) | 6+→5- | 149106.972 | 1.6 (-4) |
| 3→→2+ | 80389.442 | 2.0 (-5) | 7+→6- | " | 1.6 (-4) |
| 4+→3- | 80420.646 | 2.1 (-5) | 6→→5+ | 149212.667 | 1.6 (-4) |
| 3+→2- | 80442.052 | 2.0 (-5) | 7→→6+ | " | 1.6 (-4) |
| 9/2→7/2 | | | 15/2→13/2 | | |
| 5+→4- | 103319.276 | 4.9 (-5) | 8→→7+ | 171951.650 | 2.6 (-4) |
| 4+→3- | 103319.786 | 4.8 (-5) | 7→→6+ | " | 2.5 (-4) |
| 5→→4+ | 103372.483 | 4.9 (-5) | 8+→7- | 172094.778 | 2.6 (-4) |
| 4→→3+ | 103373.094 | 4.8 (-5) | 7+→6- | " | 2.5 (-4) |
| 17/2→15/2 | | | 17/2→15/2 | | |
| 9+→8- | 194780.373 | 3.8 (-4) | 9→→8+ | 194948.795 | 3.8 (-4) |
| 8+→7- | " | 3.8 (-4) | 8→→7+ | " | 3.8 (-4) |

ЛИТЕРАТУРА

1. C. A. Gottlieb, J. M. Vrtilak, E. W. Gottlieb, P. Thaddeus, A. Hjalmanson, *Astrophys. J.*, 294, L55, 1985.
2. P. Thaddeus, C. A. Gottlieb, A. Hjalmanson, L. E. B. Johansson, W. M. Irvine, P. Fridberg, P. A. Links, *Astrophys. J.*, 294, L49, 1985.
3. В. К. Херсонский, Тонкая и сверхтонкая структура молекулярных спектров, Препр. ИКИ АН СССР, № 465, М., 1979.
4. Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский, Квантовая теория углового момента, Наука, Л., 1975.

УДК: 524.37

РЕЦЕНЗИИ

Г. С. ХРОМОВ. *Планетарные туманности, физика, эволюция, космогония*, М., Наука, 1985, 296 стр.

Рецензируемая монография подводит итоги многолетней работы автора по планетарным туманностям. Основной особенностью книги, отличающей ее от других монографий, посвященных этому же предмету, является то, что в ней в комплексе, в едином подходе рассматриваются и анализируются спектральные, динамические, морфологические, пространственно-кинематические и эволюционные характеристики планетарных туманностей. Решать задачу в таком комплексе, особенно имея в виду, что планетарные туманности изучаются более двухсот лет и им посвящены тысячи работ (список литературы в монографии содержит 1170 наименований), дело трудное. Однако рассмотрение монографии показывает, что в общем автору с поставленной задачей справиться удалось. Отметим, что хотя книга в определенной части носит обзорный характер (с хорошим историческим введением), но тем не менее она содержит и немало оригинальных результатов автора, особенно в области эволюции и космогонии планетарных туманностей. К числу достоинств книги относится ее небольшая загруженность формулами и математическими выкладками, научным оружием автора является эвристическое, комплексное рассмотрение той или иной проблемы, качественный полумпирический анализ, приближенная оценка — все это базируется на солидном фундаменте данных наблюдений, а там, где необходимо, и теории (часть теоретических результатов вынесена в приложения).

Монография объемом около 19 печатных листов (третья на русском языке, посвященная планетарным туманностям) состоит из двух частей — физика планетарных туманностей, состоящая из шести глав, и космогония планетарных туманностей, включающая четыре главы и два приложения. В первую часть входят в основном как наблюдательные данные, так и их теоретическая интерпретация, касающаяся спектров планетарных туманностей. Автор детально рассматривает морфологию и пространственную структуру планетарных туманностей (в частности, предложенную им мо-

дель тороидальной туманности), их рассчитанный спектр от ультрафиолета до радиобластей, с особым вниманием относясь к наблюдаемой и теоретической структуре непрерывного и линейчатого спектров видимой области. Весьма интересны соображения автора, касающиеся вычисления плотности, электронной температуры и химического состава планетарных туманностей. Этим проблемам, а также вопросам строения и динамики планетарных туманностей автор уделил немало внимания и в своих оригинальных исследованиях.

Суть первого раздела книги в том, что все многочисленные наблюдательные и вычисленные данные, включая и радиоспектр, автор рассматривает в комплексе, тем самым отчетливо выясняя трудности и нерешенные задачи как в теории, так и в наблюдениях. Казалось бы чего проще — определение электронной плотности в оболочках планетарных туманностей, однако автор из рассмотрения морфологии и пространственной структуры планетарных туманностей показывает, что вопрос этот сложный и в определенной мере характеризует внутреннюю, ионизационную структуру туманностей. Этот ответ опирается на глубокое изучение пространственной структуры многих планетарных туманностей. В целом, первый раздел книги представляет собой во многом оригинальное исследование целой совокупности параметров, определяющих структуру планетарных туманностей, если можно сказать в их «стационарном» состоянии.

Вторая часть монографии посвящена эволюции и космогонии планетарных туманностей. Как и в первой части, автор в своих выводах опирается во многом на результаты своих работ, широко использует эвристический подход к рассматриваемым задачам. Об эволюции любого объекта, включая планетарные туманности, можно судить, определив четко эту систему параметров, изменение которых достаточно надежно определяет эволюцию этих объектов. Значительная часть второго раздела книги (отчасти и первого) посвящена выбору и исследованию этих параметров. В этом плане убедительно выглядит вывод автора о том, что поверхностная яркость туманности, особенно в диапазоне радиочастот, является достаточно чувствительным эволюционным параметром. Имея в виду задачу эволюции, автор в ряде случаев заново пересматривает, используя собственную методику, такие задачи, как создание шкалы расстояний до планетарных туманностей, их кинематику, средние массы, пространственное распределение. Все эти данные используются затем для оценки эволюционного изменения температур, радиусов ядер планетарных туманностей, абсолютной шкалы времени эволюции планетарных туманностей, числа планетарных туманностей в нашей Галактике и т. д.

В целом рецензируемая монография представляет собой обобщающее исследование по физике и космогонии планетарных туманностей, стоящее в ряду лучших подобных монографий за рубежом. Она будет полезна как

специалистам, так и молодым астрономам, приступающим к самостоятельному изучению планетарных туманностей.

В заключение несколько критических замечаний. В отдельных местах автор излишне категоричен в оценках значимости тех или иных моделей или расчетов, даже приложенные к книге фотографии отдельных планетарных туманностей в общем невысокого качества. Огорчает, что иногда автор небрежен в использовании данных теоретической спектроскопии (например, в вопросе истолкования эффекта двухфотонного излучения). Однако таких погрешностей немного. Монография написана хорошим и четким языком, разделы логично скомпонованы и естественно вытекают один из другого.

А. А. НИКИТИН, Т. Х. ФЕКЛИСТОВА

УДК: 52:53

А. В. ГОНЧАРСКИЙ, А. М. ЧЕРЕПАЦУК, А. Г. ЯГОЛА. *Некорректные задачи астрофизики*, Наука, М., 1985, 352 стр.

Сегодняшняя астрофизика просто завалена огромным количеством наблюдательного материала, который является основой для выявления физических закономерностей и понимания процессов, происходящих в наблюдаемых нами объектах Вселенной. И если накопление наблюдательных данных продолжается с нарастающим темпом, то обобщение и осмысление этих данных пока еще продвигаются медленно. Астрофизику иногда сравнивают с системой множества нерешенных (или даже еще непоставленных) обратных задач. Действительно, для определения тех или иных параметров, характеризующих космический объект, часто приходится формулировать и, главным образом, численными методами решать обратные задачи, достаточно большая часть которых является некорректно поставленными, требующими специальных методов регуляризации.

Рецензируемая монография посвящена рассмотрению некоторого класса некорректно поставленных задач, в разработке методов решений которых непосредственное участие принимали ее авторы. Первые две главы монографии имеют целью создать математическую основу для дальнейшего изложения астрофизических задач и поэтому строго математизированы. Здесь на нескольких примерах описывается общий подход к некорректным астрофизическим задачам, которые сводятся к интегральным уравнениям Фредгольма I рода. Далее рассматривается регуляризирующий алгоритм Н. А. Тихонова, основанный на использовании дополнительной априорной информации об искомом решении. Особое внимание уделяется разработке

численных алгоритмов решения интегральных уравнений типа свертки как в одномерном, так и в двухмерном случаях, достаточно часто встречающихся в астрофизике.

Большая часть книги посвящена обсуждению задач интерпретации кривых блеска тесных двойных систем, которые являются одними из наиболее активно исследуемых в теоретическом и наблюдательном аспектах объектами. Третья и четвертая главы монографии играют роль своего рода введения в данную проблему, в них изложены основные методы интерпретации спектроскопических и фотометрических наблюдений в рамках классической теории. Для пяти тесных двойных систем, содержащих компактные рентгеновские источники, определены спектроскопические элементы орбит.

В главе 5 рассматривается простейшая обратная задача интерпретации кривых блеска тесных пар со сферически-симметричными компонентами, крутовой орбитой и без учета эффектов отражения. При этом обсуждаются две модели, классическая с абсолютно непрозрачными компонентами и полуклассическая, когда один из компонентов имеет протяженную атмосферу. Делается анализ возможных случаев разрешимости задачи в рамках обеих моделей, а также детально изучается математический метод решения задачи для полуклассической модели. В конце главы рекомендуется последовательность операций, необходимых для интерпретации кривых блеска в рамках данной модели.

Более детально в научной литературе исследована задача об интерпретации кривых блеска затменных двойных звезд с тонкими атмосферами, так как она достаточно проста из-за отсутствия эффектов многократного рассеяния излучения одного компонента в атмосфере другого. В рамках этой модели в главе 6 рассматриваются тесные пары, компоненты которых имеют несферическую форму, а их поверхности прогреваются взаимным излучением. Таким образом, излучение каждой элементарной площадки поверхности звезды определяется собственной температурой, потемнением к краю, гравитационным потемнением и прогревом из-за излучения спутника. Достаточно подробно описывается процедура решения прямой задачи, т. е. определения кривой блеска для данного набора параметров, характеризующих пару, и она может служить руководством для тех, кто собирается заниматься моделированием аналогичных задач. Достоинством этой главы может считаться и то, что здесь оцениваются погрешности решения обратной задачи в рамках параметрической модели.

Еще одно достоинство монографии, по нашему мнению, заключается в том, что приводится достаточно полная информация об исследуемых объектах. Наряду с большим количеством ссылок это обстоятельство делает книгу чрезвычайно полезной. Достаточно много информации и в седьмой главе, посвященной анализу кривых блеска тесных пар, содержащих звезду

с протяженной сферической атмосферой. Большое внимание уделяется не полностью решенному вопросу определения температуры звезд типа Вольфа—Райе. Для анализа кривых блеска четырех систем, содержащих звезду WR, здесь применяется метод интерпретации кривых блеска. Полученные результаты позволяют полагать, что предложенный путь анализа будет иметь хорошее будущее. Можно надеяться, что дальнейшие исследования звезд WR, входящих в состав тесных двойных систем, позволят получить существенно новую информацию об этих интереснейших объектах.

Особенно часто в последнее время объектами исследования становятся тесные двойные системы, один из компонентов которых заполнил свою полость Роша, и через внутреннюю точку Лагранжа происходит истечение его вещества. Вследствие этого вокруг другого компонента, находящегося глубоко в своей полости Роша, образуется вращающаяся дискообразная оболочка. Глава 8 монографии посвящена интерпретации кривых блеска с использованием вышеописанной модели. «Подключение» светящегося диска с горячим пятном, с новыми свободными параметрами, позволяет лучше регулировать форму теоретической кривой блеска. Эта модель в книге используется для анализа кривых блеска бывших новых.

В главе 9 рассматривается аналогичная модель, с учетом того, что окруженный диском компонент, из-за аккреции вещества диска на него, является источником рентгеновского излучения. Изложен способ синтеза теоретической кривой блеска для такой пары, где рентгеновский источник считается точечным. Схема вычислений аналогична той, которая разработана в шестой главе. Предполагается, что рентгеновский источник излучает изотропно, а аккреционный диск считается тонким. Обсуждается схема решения обратной задачи, которая апробируется на некоторых тесных системах, которые являются известными рентгеновскими источниками. Особенно подробно рассматривается случай объекта SS 433.

По предмету обсуждения десятая и одиннадцатая главы стоят немно- го особняком. В главе 10 рассматривается задача химического картирования поверхности Ар-звезд. С этой целью, используя эффект вращения этих звезд, разрабатывается алгоритм восстановления профилей линий в фиксированных точках звездной поверхности. Сравнительно более разнообразна тематика главы 11, где обсуждаются вопросы, связанные с восстановлением распределения радиояркости протяженных радиисточников с учетом характеристик диаграммы направленности радиоантенны, а также рассматривается задача определения углового диаметра звезды с применением метода покрытий звезды Луной. Все рассмотренные задачи сводятся к решению интегральных уравнений Фредгольма I рода, которые, в свою очередь, решаются с помощью регуляризационных методов Н. А. Тихонова.

В последней главе собраны все сведения об используемых в процессе вычислений программах, написанных на языке «Фортран». Эта глава, наряду с Приложениями, может быть очень полезной для тех, кто занимается машинными вычислениями и моделированием физических явлений. Следует отметить, что в числе приведенных программ много универсальных, которые могут быть использованы для численного решения задач, не имеющих отношения к тем проблемам, которые рассмотрены в книге.

Нам кажется, что монография может быть полезной не только для астрофизиков, но и для специалистов других областей, которые занимаются проблемами моделирования и исследования некорректных задач. Именно в наши дни, когда вычислительная техника очень быстро развивается, появляются возможности численного решения многопараметрических модельных задач, требующих больших объемов сложнейших вычислений. Пока что это единственный реальный путь обработки уже имеющегося наблюдательного материала.

Г. А. АРУТЮНЯН, Г. ДЖУРАШЕВИЧ

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала «Астрофизика», том 27, 1987 год

| | |
|---|-----|
| <i>Агаронян Ф. А., Сюняев Р. А.</i> Синтез легких ядер в двухтемпературной астрофизической плазме | 131 |
| <i>Агаронян Ф. А., Атоян А. М.</i> Об устойчивости турбулентных синхротроновских источников относительно рождения e^+e^- пар | 371 |
| <i>Амцрханян А. С., Еликян А. Г.</i> Дисперсия лучевых скоростей и отношение масса—светимость в компактной группе Шахбазян 166 | 395 |
| <i>Амнуэль П. Р., Гусейнов О. Х., Новрузова Х. И., Рустамов Ю. С.</i> Белые карлики: связь с массами прародителей | 53 |
| <i>Андреасян Н. К., Бурнсков А. Н., Хачикян Э. Е.</i> Маркарян 277—иррегулярная галактика со сгустками | 103 |
| <i>Андреасян Н. К., Хачикян Э. Е.</i> Спектральное исследование пекулярной галактики NGC 6240 | 265 |
| <i>Аносова Ж. П.</i> Обобщенный статистический критерий выделения оптических и физических кратных систем—случайных и неслучайных группировок объектов | 535 |
| <i>Антонов В. А., Железняк О. А.</i> Устойчивость самогравитирующего однородного сфероида с азимутальным магнитным полем. I | 111 |
| <i>Арутюнян Г. А., Никогосян А. Г.</i> Статистическое описание поля излучения на основе принципа инвариантности IV. Результаты численных расчетов | 335 |
| <i>Арутюнян Г. А., Джурашевич Г.</i> «А. В. Гончарский, А. М. Черепащук, А. Г. Ягола. Некорректные задачи астрофизики (рецензия) | 619 |
| <i>Атоян А. М., Нагапетян А.</i> Компактные радионисточники как плазменный турбулентный реактор. II. Основные характеристики спектров электромагнитного излучения | 117 |
| <i>Балаш Л. Г., Гарибджанян А. Т.</i> Многомерный статистический анализ OB-звезд в области η и χ Персея | 245 |
| <i>Белоконь Е. Т.</i> ЗС 120: связь оптической переменности со сверхсветовыми компонентами миллисекундной радиоструктуры | 429 |
| <i>Бисноватый-Котан Г. С., Янгуразова Л. Р.</i> Релятивистский коллапс однородного звездного скопления | 79 |
| <i>Бочаров А. А.</i> Влияние межзвездного рассеяния на среднюю форму импульса и видимые угловые размеры пульсара: программа статистического моделирования | 479 |

| | |
|---|-----|
| Буренков А. Н., Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е. Детальное спектрофотометрическое исследование галактики Маркарян 307 | 409 |
| Буренков А. Н. (см. Андреасян Н. К.) | 103 |
| Быценко А. А. (см. Гончаров Ю. П.) | 147 |
| Варшалович Д. А. (см. Херсонский В. К.) | 325 |
| Вяльковичский Э. Я. Физические свойства течения звездного ветра горячих звезд | 41 |
| Гарибджанян А. Т. (см. Балаш Л. Г.) | 245 |
| Гаспарян К. Г. (см. Парсамян Э. С.) | 447 |
| Головатый В. В. Об анизотропии синхротронного L_c -излучения Крабовидной туманности | 65 |
| Гончаров Ю. П., Быценко А. А. Квантовое рождение Вселенной в $N=8$ супергравитации | 147 |
| Гнатик Б. И., Кроль В. А. Ударный механизм формирования оболочечноподобных структур в эллиптических галактиках | 571 |
| Гусейнов О. Х. (см. Амнуэль П. Р.) | 53 |
| Джавадшвили Дж. И., Чедия О. В. К релятивистской теории альфвеновских солитонов | 347 |
| Джурашевич Г. (см. Арутюнян Г. А.) | 619 |
| Ецикян А. Г. (см. Амирханян А. С.) | 395 |
| Железняк О. А. (см. Антонов В. А.) | 111 |
| Зенцова А. С. Двухфазность межзвездной среды в туманностях вокруг квазаров | 499 |
| Ибрагимов М. А., Шевченко В. С. Наблюдения фуоров. I.O кривой блеска V 1057 Лебедя | 5 |
| Иванов Л. Н. Движение газа в тесных двойных системах звезд малой массы (обзор) | 159 |
| Ильин А. Е. Поглощение и поляризация света пылью в межзвездной среде: межзвездная круговая поляризация | 477 |
| Исмаилов Н. Э. Спектр ЕУ Ориона около вторичного минимума | 471 |
| Казарян М. А. Спектральные наблюдения новых галактик с УФ-избытком. II | 399 |
| Каллозян А. Т., Рихтер Г., Тенерт В., Никогосян Е. Г., Двухцветная-фотометрия скопления галактик А 2634 | 417 |
| Киселева Л. Г., Орлов В. В. Численно-экспериментальное исследование явления коалесценции в тройных системах газовых протогалактических фрагментов | 549 |
| Компанеев Д. А., Полнарев А. Г. К вопросу о движении космологических струн в газе | 597 |

| | |
|---|-----|
| Кондратьев Б. П., Малков Е. А. Устойчивость бесстолкновительного эллипсоида с наклонным вращением | 311 |
| Кроль В. А. О природе рентгеновского излучения от Новой Змееносца (H1705-25) | 237 |
| Кроль В. А. (см. Гнатык Б. И.) | 571 |
| Кутузов С. А. (см. Осипков Л. П.) | 523 |
| Ларионов В. М. Параметры излучения рентгеновской двойной системы А 0535+26=HDE 245770 по поляризационным и фотометрическим данным | 19 |
| Лууд Л. (см. Микаилов Х.) | 219 |
| Малков Е. А. (см. Кондратьев Б. П.) | 311 |
| Микаилов Х., Лууд Л. О модели симбиотической звезды AG Dḡa | 219 |
| Мирзоян Л. В., Нацвлишвили Р. Ш. Замечательные комбинации звездных вспышек | 605 |
| Нацопетян А. (см. Атоян А. М.) | 117 |
| Нацвлишвили Р. Ш. (см. Мирзоян Л. В.) | 605 |
| Никигин А. А., Феклистова Т. Х. «Г. С. Хромов. Планетарные туманности, физика, эволюция, космогония» (рецензия) | 617 |
| Никогосян А. Г. (см. Арутюнян Г. А.) | 335 |
| Никогосян А. Г. (см. Каллоляян А. Т.) | 417 |
| Николошвили М. Г. Низкодисперсный спектральный обзор неба для выявления слабых углеродных звезд. II. Область $13^\circ < l < 145^\circ$, $-5^\circ < b < +5^\circ$ | 19 |
| Новрузова Х. И. (см. Амнуэль П. Р.) | 53 |
| Орлов В. В. (см. Киселева Л. Г.) | 549 |
| Осипков Л. П., Кутузов С. А. Фазовые модели галактик, состоящих из диска и гало | 523 |
| Парсамян Э. С., Гаспарян К. Г. О флуорообразных изменениях блеска звезд ассоциации Орлона | 447 |
| Пауль Х. Г. (см. Чубарян Э. В.) | 559 |
| Петросян А. Р. О связи сейфертовских галактик со скоплениями | 275 |
| Петросян А. Р. (см. Буренков А. Н.) | 409 |
| Полнарев А. Г. (см. Компанец Д. А.) | 597 |
| Поляченко В. Л. Устойчивость сферических гравитирующих бесстолкновительных систем | 295 |
| Решетников В. П. Фотометрическое исследование взаимодействующей системы VV 242 | 91 |
| Рихтер Г. (см. Каллоляян А. Т.) | 417 |

| | |
|--|-----|
| <i>Рустамов Ю. С. (см. Амигуэль П. Р.)</i> | 53 |
| <i>Саакян К. А. (см. Буренков А. Н.)</i> | 409 |
| <i>Саркисян А. В. (см. Чубарян Э. В.)</i> | 559 |
| <i>Сейтнепесов Ч. Н. Модель активности источника синхротронного радионизлучения в центре Галактики</i> | 587 |
| <i>Сюняев Р. А. (см. Азаронян Ф. А.)</i> | 131 |
| <i>Таранова О. Г. Инфракрасная фотометрия двух углеродных звезд</i> | 29 |
| <i>Тенерт В. (см. Каллозлян А. Т.)</i> | 417 |
| <i>Тер-Казарян Г. Т. Процессы обмена энергиями между электронами и фотонами при интенсивных полях излучения, встречающихся в некоторых астрофизических объектах. II</i> | 509 |
| <i>Тихонов Н. А. Фотометрия галактик в компактных группах</i> | 253 |
| <i>Товмасын Г. Г. Квазипериодические колебания блеска карликовой новой SS Aug в минимуме блеска</i> | 231 |
| <i>Феклистова Т. Х. (см. Никитин А. А.)</i> | 617 |
| <i>Хачикян Э. Е. (см. Андреасян Н. К.)</i> | 103 |
| <i>Хачикян Э. Е. (см. Андреасян Н. К.)</i> | 265 |
| <i>Хачикян Э. Е. (см. Буренков А. Н.)</i> | 409 |
| <i>Херсонский В. К. Вращательный спектр межзвездного радикала C₃H</i> | 612 |
| <i>Херсонский В. К., Варшалович Д. А. Спектральные характеристики межзвездной молекулы H₃O⁺</i> | 325 |
| <i>Ходжаев А. С. Вспышки орлиновых переменных в ассоциации Тельце ТЗ</i> | 207 |
| <i>Ходячих М. Ф. Новый механизм появления собственных красных смещений в спектрах компактных объектов</i> | 359 |
| <i>Чедия О. В. (см. Джавахишвили Дж. И.)</i> | 347 |
| <i>Чубарян Э. В., Пауль Х. Г., Саркисян А. В. Аккреционные диски в биметрической теории гравитации: сильная гравитационная чувствительность внутренней границы диска</i> | 549 |
| <i>Шалыбков Д. А., Яковлев Д. Г. Простая модель для учета эффектов плазменного экранирования в термоядерных реакциях</i> | 383 |
| <i>Шахбазян Р. К. О сверхновой 1959b в NGC 4921</i> | 609 |
| <i>Шевченко В. С. Популярная Ae-звезда Хербига АВ Aug. I. Исследование переменности эмиссионных линий в области 0.37—0.88 мкм</i> | 459 |
| <i>Шевченко В. С. (см. Ибрагимов М. А.)</i> | 5 |
| <i>Яковлев Д. Г. (см. Шалыбков Д. А.)</i> | 383 |
| <i>Янгуразова Л. Р. (см. Бисноватый-Козан Г. С.)</i> | 79 |

СОДЕРЖАНИЕ

журнала «Астрофизика», том 26, 1987

Выпуск 1

| | |
|--|-----|
| Наблюдения флуорев. I.O кривой блеска V 1057 Лебеда <i>М. А. Ибрагимов, В. С. Шевченко</i> | 5 |
| Параметры излучения рентгеновской двойной системы A 0535+26=HDE 245770 по поляризационным и фотометрическим данным <i>В. М. Ларионов</i> | 19 |
| Инфракрасная фотометрия двух углеродных звезд <i>О. Г. Таранова</i> | 29 |
| Физические свойства течения звездного ветра горячих звезд <i>Э. Я. Вильковиский</i> | 41 |
| Белые карлики: связь с массами прародителей <i>П. Р. Амнуэль, О. Х. Гусейнов, Х. И. Новрузова, Ю. С. Рустамов</i> | 53 |
| Об анизотропии синхротронного L_c -излучения Крабовидной туманности <i>В. В. Головатый</i> | 65 |
| Фотометрическое исследование взаимодействующей системы VV 242 <i>В. П. Решетников</i> | 91 |
| Релятивистский коллапс однородного звездного скопления <i>Г. С. Бисноватый-Козан, Л. Р. Янгуразова</i> | 79 |
| Миркарян 277—нерегулярная галактика со сгустками <i>Н. К. Андreasян, А. Н. Буренков, Э. Е. Хачикян</i> | 103 |
| Устойчивость самогравитирующего однородного сфероида с азимутальным магнитным полем. I <i>В. А. Антонов, О. А. Железняк</i> | 111 |
| Компактные радиосточники как плазменный турбулентный реактор. II. Основные характеристики спектров электромагнитного излучения <i>А. М. Атоян, А. Назапетян</i> | 117 |
| Синтез легких ядер в двухтемпературной астрофизической плазме <i>Ф. А. Агабян, Р. А. Сюняев</i> | 131 |
| Квантовое рождение Вселенной в $N=8$ супергравитации <i>Ю. П. Гончаров, А. А. Быценко</i> | 147 |
| ОБЗОРЫ | |
| Движение газа в тесных двойных системах звезд малой массы <i>Л. Н. Иванов</i> | 159 |

Выпуск 2

| | | |
|---|---|-----|
| Низкодисперсионный спектральный обзор ядра для выявления слабых углеродных звезд. II. Область $130^\circ < l < 145^\circ$, $-5^\circ < b < +5^\circ$ | <i>М. Г. Николашвили</i> | 197 |
| Вспышки орлоновых переменных в ассоциации Телец ТЗ | <i>А. С. Ходжаев</i> | 207 |
| О модели симбиотической звезды AG Drg | <i>Х. Микаилов, Л. Луул</i> | 219 |
| Квазипериодические колебания блеска карликовой новой SS Aur в минимуме блеска | <i>Г. Г. Товмасын</i> | 231 |
| О природе рентгеновского излучения от Новой Эмменосца (H1705-25) | <i>В. А. Кроль</i> | 237 |
| Многомерный статистический анализ OB-звезд в области η и χ Персея | <i>Л. Г. Балаш, А. Т. Гарибджанян</i> | 245 |
| Фотометрия галактик в компактных группах | <i>Н. А. Тихонов</i> | 253 |
| Спектральное исследование пекулярной галактики NGC 6240 | <i>Н. К. Андреасян, Э. Е. Хачикян</i> | 265 |
| О связи сейфертовских галактик со скоплениями | <i>А. Р. Петросян</i> | 275 |
| Зависимость масса — светимость для активных галактических ядер | <i>В. П. Решетников</i> | 283 |
| Устойчивость сферических гравитирующих бесстолкновительных систем | <i>В. Л. Поляченко</i> | 295 |
| Устойчивость бесстолкновительного эллипсоида с наклонным вращением | <i>Б. П. Кондратьев, Е. А. Малков</i> | 311 |
| Спектральные характеристики межзвездной молекулы H_3O^+ | <i>В. К. Херсонский, Д. А. Варшавович</i> | 325 |
| Статистическое описание поля излучения на основе принципа инвариантности. IV. Результаты численных расчетов | <i>Г. А. Арутюнян, А. Г. Никогосян</i> | 335 |
| К релятивистской теории альфвеновских солитонов | <i>Дж. И. Джавахишвили, О. В. Чедия</i> | 347 |
| Новый механизм появления собственных красных смещений в спектрах компактных объектов | <i>М. Ф. Ходячих</i> | 359 |
| Простая модель для учета эффектов плазменного экранирования в термоядерных реакциях | <i>Д. А. Шалыбков, Д. Г. Яковлев</i> | 383 |
| КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ | | |
| Дисперсия лучевых скоростей и отношение масса — светимость в компактной группе Шахбазян 166 | <i>А. С. Амирханян, А. Г. Егшиян</i> | 395 |
| Об устойчивости турбулентных синхрокомптоновских источников относительно рождения e^+e^- пар | <i>Ф. А. Азаронян, А. М. Атоян</i> | 371 |

Выпуск 3

| | | |
|---|----------------------------------|-----|
| Спектральные наблюдения новых галактик с УФ-избытком. II | <i>М. А. Казарян</i> | 399 |
| Детальное спектрофотометрическое исследование галактики Маркарян 307 <i>А. Н. Буренков, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян</i> | | 409 |
| Двухцветная фотометрия скопления галактик А 2634 <i>А. Т. Калоголян, Г. Рихтер, В. Тенерт, Е. Г. Никогосян</i> | | 417 |
| 3С 120: связь оптической переменности со сверхсветовыми компонентами миллисекундной радиоструктуры | <i>Е. Т. Белоконь</i> | 429 |
| О фуорообразных изменениях блеска звезд ассоциации Ориона <i>Э. С. Парсамян, К. Г. Гаспарян</i> | | 447 |
| Популярная Ae-звезда Хербига АВ Aug. I. Исследование переменности эмиссионных линий в области 0.37—0.88 мкм | <i>В. С. Шевченко</i> | 459 |
| Спектр ЕУ Ориона около вторичного минимума | <i>Н. Э. Исмаилов</i> | 471 |
| Поглощение и поляризация света пылью в межзвездной среде: межзвездная круговая поляризация | <i>А. Е. Ильин</i> | 477 |
| Влияние межзвездного рассеяния на среднюю форму импульса и видимые угловые размеры пульсара: программа статистического моделирования <i>А. А. Бочаров</i> | | 489 |
| Двухфазность межзвездной среды в туманностях вокруг квазаров <i>А. С. Зенцова</i> | | 499 |
| Процессы обмена энергиями между электронами и фотонами при интенсивных полях излучения, встречающихся в некоторых астрофизических объектах. II <i>Г. Т. Тер-Казарян</i> | | 509 |
| Фазовые модели галактик, состоящих из диска и гало <i>Л. П. Осипков, С. А. Кутузов</i> | | 523 |
| Обобщенный статистический критерий выделения оптических и физических кратных систем—случайных и неслучайных группировок объектов. <i>Ж. П. Аносова</i> | | 535 |
| Численно-экспериментальное исследование явления коалесценции в тройных системах газовых протогалактических фрагментов <i>Л. Г. Киселева, В. В. Орлов</i> | | 549 |
| Аккреционные диски в биметрической теории гравитации: сильная гравитационная чувствительность внутренней границы диска <i>Э. В. Чубарян, Х. Г. Пауль, А. В. Саркисян</i> | | 559 |
| Ударный механизм формирования оболочечноподобных структур в эллиптических галактиках | <i>Б. И. Гнатык, В. А. Кроль</i> | 571 |
| Модель активности источника синхротронного радиоизлучения в центре Галактики | <i>Ч. Н. Сеитпесев</i> | 587 |
| К вопросу о движении космологических струн в газе <i>Д. А. Компанеев, А. Г. Полмарев</i> | | 597 |

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Замечательные комбинации звездных вспышек
Л. В. Мирзоян, Р. Ш. Нацелишвили 605
- О сверхновой 1959b в NGC 4921 *Р. К. Шахбазян* 609
- Вращательный спектр межзвездного радикала C_3H . . . *В. К. Херсонский* 612

РЕЦЕНЗИИ

- «Г. С. Хромов. Планетарные туманности, физика, эволюция, космогония»
А. А. Никитин, Т. Х. Феклистова 617
- «А. В. Гончарский, А. М. Черепашук, А. Г. Ягола. Некорректные задачи астрофизики» *Г. А. Арутюнян, Г. Джурашевич* 619

C O N T E N T S

Number 1

| | |
|--|-----|
| Observational study of fuors. I. On the light curve of V1057 Cygni <i>M. A. Ibragimov, V. S. Shevchenko</i> | 5 |
| The radiation parameters of the X-ray binary α 0535 + 26 = HDE 245770 <i>V. M. Lartnov</i> | 19 |
| Infrared photometry of two Carbon stars <i>O. G. Taranova</i> | 29 |
| Physical properties of the hot star wind <i>E. Ya. Vilkovitskii</i> | 41 |
| White dwarfs: the connection with the parents' masses <i>P. R. Amnuel, O. H. Guselnov, H. I. Novruzova, Yu. S. Rustamov</i> | 53 |
| On the anisotropy of Crab nebula synchrotron L_c -emission . <i>V. V. Golovaty</i> | 65 |
| Relativistic collapse of the uniform stellar cluster <i>G. S. Bisnovatyi-Kogan, L. R. Yangurazova</i> | 79 |
| The photometric investigation of the interacting system VV 242 <i>V. P. Reshetnikov</i> | 91 |
| Mark 277 — clumpy irregular galaxy <i>N. K. Andreastan, A. N. Barenkov, E. Ye. Khachikyan</i> | 103 |
| The stability of self-gravitational uniform spheroid with azimuthal magnetic field. I. <i>V. A. Antonov, O. A. Zelenjak</i> | 111 |
| Compact radio sources as a plasma turbulent reactor. II. General characteristics of electromagnetic radiation spectra . <i>A. M. Atoyán, A. Nahapettán</i> | 117 |
| The light element synthesis in the two-temperature astrophysical plasma <i>F. A. Aharonian, R. A. Sunyaev</i> | 131 |
| Quantum creation of the Universe in $N = 8$ supergravity <i>Yu. P. Goncharov, A. A. Bytsenko</i> | 147 |
| Reviews | |
| Gas flow in close binary systems of low mass stars <i>L. N. Ivanov</i> | 159 |

Number 2

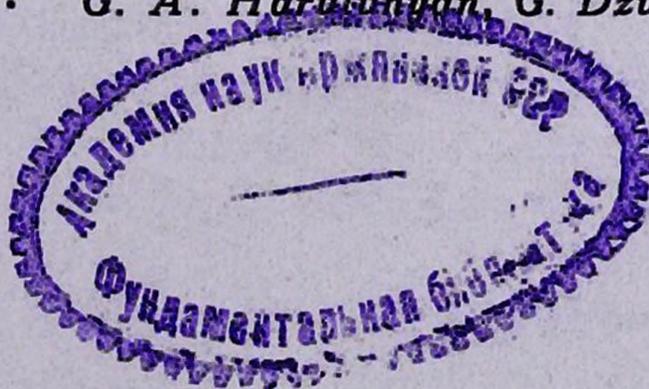
| | |
|--|-----|
| A low dispersion sky spectral survey for revealing faint carbon stars. II. Region $130^\circ < l < 145^\circ, -5^\circ < b < +5^\circ$ <i>M. G. Nikolashvili</i> | 197 |
| Flares of Orion Population Variables in the Association Taurus T3 <i>A. S. Hojaev</i> | 207 |

| | | |
|--|--|-----|
| On the Model of the Symbiotic Star AG Dra | <i>H. Mikatlov, L. Luud</i> | 219 |
| Quasiperiodic light variations of dwarf nova SS Aurigae at quiescence G. H. Toumassian | | 231 |
| On the nature of X-ray emission from nova ophiuchi (H1705-25) | <i>V. A. Krol'</i> | 237 |
| Multivariate statistical analysis of OB stars around δ and γ Persei L. G. Balazs, A. T. Garibjantan | | 245 |
| Photometry of the Galaxies in Compact Groups | <i>N. A. Tikhonov</i> | 253 |
| Spectral investigation of peculiar Galaxy NGC 6240 N. K. Andrashtan, E. Ye. Khachikyan | | 265 |
| On the relation of seyfert Galaxies with clusters | <i>A. R. Petrosian</i> | 275 |
| The mass-luminosity dependence for active galaxies nuclei | <i>V. P. Reshetnikov</i> | 283 |
| Stability of spherical gravitating collisionless systems | <i>V. L. Polyachenko</i> | 295 |
| The stability of the collisionless ellipsoid with oblique rotation B. P. Kondrat'ev, E. A. Malkov | | 311 |
| Spectral Parameters of Interstellar Molecule H_2O^+ V. K. Khersonskii, D. A. Varshalovich | | 325 |
| The statistical description of a radiation field on the basis of the invariance principle. IV. The results of numerical calculations H. A. Haruthyuntan, A. G. Nikoghosian | | 335 |
| On the relativistic theory of alfvén solitons <i>J. I. Javakhishvili, O. V. Chedia</i> | | 347 |
| The new mechanism appearance of Proper redshifts of compact objects M. F. Khodyachikh | | 359 |
| On the stability of turbulent synchrotron sources with respect to $e^+ - e^-$ pair creation | <i>F. A. Aharontan, A. M. Atoyán</i> | 371 |
| A simple model to account to the effects of plasma screening on thermonuclear reaction rate | <i>D. A. Shalybkov, D. G. Yakovlev</i> | 383 |
| The dispersion of the radial velocities and mass to luminosity ratio for the compact group of galaxies Shahbazian 166 A. S. Amirkhantan, A. G. Eghikyan | | 395 |

Number 3

| | | |
|---|-----------------------|-----|
| The spectral observation of the galaxies with UV excess. II | <i>M. A. Kazarian</i> | 399 |
| Detailed spectrophotometric investigation of the galaxy Markarian 307 A. N. Burenkov, A. R. Petrosian, K. A. Sahakyan, E. Ye. Khochikyan | | 409 |
| Two colour photometry of cluster of galaxies A2634 A. T. Kalloghlian, G. Richter, W. Thánart, E. H. Nikogosian | | 417 |
| 3C 120: Connection of optical variability with the superluminal components of milliarcsecond radiostructure | <i>E. T. Belokon'</i> | 429 |

- On fuorlike variation of the Orion association stars
E. S. Parsamian, K. G. Gasparian 447
- The famous Herbig AE-star, AB Aur. I. The emission lines variability in region
 0.37—0.88 μm *V. S. Shevchenko* 459
- The spectrum of β Ori at the second ellipse *N. Z. Ismailov* 471
- Light extinction and polarization by dust grains in the interstellar medium:
 The interstellar circular polarization *A. E. Il'in* 477
- The influence of the interstellar scattering on pulsar mean pulse shape and
 apparent angular size: Numerical simulation computer program
A. A. Bocharov 489
- The two phases in the interstellar media in the nebulae near quasars
A. S. Zentsova 499
- The energy exchange processes between electrons and photons at the intense
 radiation encountered in some astrophysical objects. II.
G. T. Ter-Kazarian 523
- Phase models of galaxies consisting of disk and halo
L. P. Ossipkov, S. A. Kutuzov 523
- A generalized statistical criterion to reveal the optical and physical multiple
 systems-random and non-random groups of objects . . . *J. P. Anosova* 535
- The numerical study of coalescence phenomenon in triple systems of gaseous
 protogalactic fragments *L. G. Kiseleva, V. V. Orlov* 549
- Accretion disks in the bimetric theory of gravitation: The strong gravity of the
 inner disk edge . . . *E. V. Chubarian, H. G. Paul, A. V. Sarkissian* 559
- Shock wave origin of the shell-like structures in elliptical galaxies
B. I. Hnatyk, V. A. Krol' 571
- The model of activity of sinchrotron radio source in the center of galaxy
Ch. N. Seitnepesov 587
- On the movement of cosmological strings through gas
D. A. Kompaneets, A. G. Polnarev 597
- Notes
- Remarkable combinations of stellar flares
L. V. Mirzoyan, R. Sh. Natsulishvili 605
- On the Supernova 1959 b in NGC 4921 *R. K. Shahbazian* 609
- Rotational spectrum of interstellar C_3H *V. K. Khersonsky* 612
- Reviews
- G. S. Khromov. "Planetary nebulae, physics evolution, cosmogony"
A. A. Nikitin, T. Kh. Feklistova 617
- A. V. Goncharsky, A. D. Cherepashchuk, A. G. Yagola. "Incorrect problems
 of astrophysics" *G. A. Harutunyan, G. Dzurashovich* 619



CONTENTS

| | |
|--|---------------------------|
| THE SPECTRAL OBSERVATION OF THE GALAXIES WITH UV EXCESS. II | <i>M. A. Kazartan</i> 399 |
| DETAILED SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE GALAXY MARKARIAN 307 | |
| <i>A. N. Burenkov, A. R. Petrossian, K. A. Sahaktian, E. Ye. Khachikian</i> | 409 |
| TWO-COLOUR PHOTOMETRY OF CLUSTER OF GALAXIES A2634 | |
| <i>A. T. Kalloghlian, G. Richter, W. Thánart, E. H. Nikogosian</i> | 417 |
| 3C 120: CONNECTION OF OPTICAL VARIABILITY WITH THE SUPERLU- MINAL COMPONENTS OF MILLIARCSECOND RADIOSTRUCTURE | |
| <i>E. T. Belokon'</i> | 429 |
| ON FUORLIKE VARIATION OF THE ORION ASSOCIATION STARS | |
| <i>E. S. Parsamian, K. G. Gasparian</i> | 447 |
| THE FAMOUS HERBIG AE-STAR, AB AUR. I. THE EMISSION LINES VA- RIABILITY IN REGION 0.37—0.88 μm | 459 |
| <i>V. S. Shevchenko</i> | |
| THE SPECTRUM OF EY ORI AT THE SECOND ELLIPSE | 471 |
| <i>N. Z. Ismatlov</i> | |
| LIGHT EXTINCTION AND POLARIZATION BY DUST GRAINS IN THE IN- TERSTELLAR MEDIUM: THE INTERSTELLAR CIRCULAR POLARI- ZATION | 477 |
| <i>A. E. Il'in</i> | |
| THE INFLUENCE OF THE INTERSTELLAR SCATTERING ON PULSAR MEAN PULSE SHAPE AND APPARENT ANGULAR SIZE: NUMERICAL SIMULATION COMPUTER PROGRAM | 489 |
| <i>A. A. Bocharov</i> | |
| THE TWO PHASES IN THE INTERSTELLAR MEDIA IN THE NEBULAE NEAR QUASARS | 499 |
| <i>A. S. Zentsova</i> | |
| THE ENERGY EXCHANGE PROCESSES BETWEEN ELECTRONS AND PHOTONS AT THE INTENSE RADIATION ENCOUNTERED IN SOME ASTROPHYSICAL OBJECTS. II. | 509 |
| <i>G. T. Ter-Kazartan</i> | |
| PHASE MODELS OF GALAXIES CONSISTING OF DISK AND HALO | |
| <i>L. P. Ossipkov, S. A. Kutuzov</i> | 523 |
| A GENERALIZED STATISTICAL CRITERION TO REVEAL THE OPTICAL AND PHYSICAL MULTIPLE SYSTEMS-RANDOM AND NON-RANDOM GROUPS OF OBJECTS | 535 |
| <i>J. P. Anosova</i> | |
| THE NUMERICAL STUDY OF COALESCENCE PHENOMENON IN TRIPLE SYSTEMS OF GASEOUS PROTOGALACTIC FRAGMENTS | |
| <i>L. G. Kiseleva, V. V. Orlov</i> | 549 |
| ACCRETION DISKS IN THE BIMETRIC THEORY OF GRAVITATION: THE STRONG GRAVITY OF THE INNER DISK EDGE | |
| <i>E. V. Chubartan, H. G. Paul, A. V. Sarkisyan</i> | 559 |
| SHOCK WAVE ORIGIN OF THE SHELL-LIKE STRUCTURES IN ELLIPTI- CAL GALAXIES | 571 |
| <i>B. I. Hnatyk, V. A. Krol'</i> | |
| THE MODEL OF ACTIVITY OF SINCHROTRON RADIO SOURCE IN THE CENTER OF GALAXY | 587 |
| <i>Ch. N. Setnepesov</i> | |
| ON THE MOVEMENT OF COSMOLOGICAL STRINGS THROUGH GAS | |
| <i>D. A. Kompaneets, A. G. Polnarev</i> | 597 |
| NOTES | |
| REMARKABLE COMBINATIONS OF STELLAR FLARES | |
| <i>L. V. Mirzoyan, R. Sh. Natsvlishvili</i> | 605 |
| ON THE SUPERNOVA 1959 B IN NGC 4921 | 609 |
| <i>R. K. Shahbazian</i> | |
| ROTATIONAL SPECTRUM OF INTERSTELLAR C ₃ H | 612 |
| <i>V. K. Kharsonsky</i> | |
| REVIEWS | |
| G. S. KHROMOV. "PLANETARY NEBULAE, PHYSICS EVOLUTION, COS- MOGONY" | 617 |
| <i>A. A. Nikitin, T. Kh. Feklistova</i> | |
| A. V. GONCHARSKY, A. M. CHEREPASHCHUK. A. G. YAGOLA. "INCOR- RECT PROBLEMS OF ASTROPHYSICS" | |
| <i>G. A. Harutunyan, G. Dzurashvitch</i> | 619 |

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

| | |
|--|---|
| ФАЗОВЫЕ МОДЕЛИ ГАЛАКТИК, СОСТОЯЩИХ ИЗ ДИСКА И ГАЛО | |
| | <i>А. П. Осипков, С. А. Кутузов</i> 523 |
| ОБОБЩЕННЫЙ СТАТИСТИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ ВЫДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ И ФИЗИЧЕСКИХ КРАТНЫХ СИСТЕМ — СЛУЧАЙНЫХ И НЕСЛУЧАЙНЫХ ГРУППИРОВОК ОБЪЕКТОВ | |
| | <i>Ж. П. Анасова</i> 535 |
| ЧИСЛЕННО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ КОАЛЕСЦЕНЦИИ В ТРОЙНЫХ СИСТЕМАХ ГАЗОВЫХ ПРОТОГАЛАКТИЧЕСКИХ ФРАГМЕНТОВ | |
| | <i>А. Г. Киселева, В. В. Орлов</i> 549 |
| АККРЕЦИОННЫЕ ДИСКИ В БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ: СИЛЬНАЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ВНУТРЕННЕЙ ГРАНИЦЫ ДИСКА | |
| | <i>Э. В. Чубарян, Х. Г. Пауль, А. В. Саркисян</i> 559 |
| УДАРНЫЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ОБОДОЧЕЧНОПОДОБНЫХ СТРУКТУР В ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИКАХ | |
| | <i>Б. И. Гнатык, В. А. Кроль</i> 571 |
| МОДЕЛЬ АКТИВНОСТИ ИСТОЧНИКА СИНХРОТРОННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ЦЕНТРЕ ГАЛАКТИКИ | <i>Ч. Н. Сеитнепесов</i> 587 |
| К ВОПРОСУ О ДВИЖЕНИИ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ СТРУН В ГАЗЕ | |
| | <i>Д. А. Компанеец, А. Г. Полнарев</i> 597 |
| КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ | |
| ЗАМЕЧАТЕЛЬНЫЕ КОМБИНАЦИИ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК | |
| | <i>А. В. Мирзоян, Р. Ш. Нацелишвили</i> 605 |
| О СВЕРХНОВОЙ 1959 b ₂ В NGC 4921 | <i>Р. К. Шахбазян</i> 609 |
| ВРАЩАТЕЛЬНЫЙ СПЕКТР МЕЖЗВЕЗДНОГО РАДИКАЛА C ₃ H | |
| | <i>В. К. Херсонский</i> 612 |
| РЕЦЕНЗИИ | |
| «Г. С. ХРОМОВ. ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ, ФИЗИКА, ЭВОЛЮЦИЯ, КОСМОГОНИЯ» | <i>А. А. Никитин, Т. Х. Феклистова</i> 617 |
| «А. В. ГОНЧАРСКИЙ, А. М. ЧЕРЕПАЩУК, А. Г. ЯГОЛА. НЕКОРРЕКТНЫЕ ЗАДАЧИ АСТРОФИЗИКИ» | <i>Г. А. Арутюнян, Г. Джурашевич</i> 619 |