

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 7

МАЙ, 1971

ВЫПУСК 2

| | |
|--|-----|
| UVV-ФОТОМЕТРИЯ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯН 10 И 79 С ЯДРАМИ СЕЙФЕРТОВСКОГО ТИПА . . . Э. А. Дибай, В. М. Лютый | 169 |
| СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. III. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян | 177 |
| К ВОПРОСУ О ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ ПЕРЕМЫЧЕК СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК А. Т. Каллоглян | 189 |
| К ВОПРОСУ О СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ О. В. Чумак | 197 |
| К ТЕОРИИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ АНИЗО- ТРОПНОМ РАССЕЯНИИ В. П. Гринин | 203 |
| К ВОПРОСУ О ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В. П. Гринин, Х. Домке | 211 |
| УСТОЙЧИВОСТЬ ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ ТОЧЕЧНЫХ МАСС. II. ЦИЛИНДР С МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПУЧКАМИ И ШАР С КРУГОВЫМИ ОРБИТАМИ Г. С. Бисноватый-Коган | 223 |
| ОХЛАЖДЕНИЕ И ВНУТРЕННИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЯЧИХ БАРИОН- НЫХ КОНФИГУРАЦИЙ Г. С. Аджян, Ю. Л. Вартамян | 237 |
| К ВОПРОСУ О ВРАЩЕНИИ КОНФИГУРАЦИЙ С ОДНОРОДНЫМ РАС- ПРЕДЕЛЕНИЕМ ВЕЩЕСТВА В ОТО Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седрамян | 259 |
| БАРИОНЫ И АНТИБАРИОНЫ В АНИЗОТРОПНОЙ ВСЕЛЕННОЙ И. Н. Мишустин | 271 |
| О ХАРАКТЕРЕ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД ТИПА UV СЕТИ. II. В. С. Осканян, В. Ю. Терембин | 281 |
| УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ ЗВЕЗД-КАРЛИКОВ В. И. Таранов | 295 |
| КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ | |
| ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫШЕК EV LAC К. А. Григорян, М. А. Ерицян | 303 |
| ОХЛАЖДЕНИЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ Э. Ф. Свицов, Т. А. Эминваде | 306 |
| ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО МУЛЬТИПОЛЯ С. А. Каплан, В. Я. Эйдман | 310 |
| ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВИХРЕВЫХ И ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ДВИЖЕНИЙ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ. IV. А. Д. Чернин, Е. Д. Эйдельман | 314 |

Խ մ ր ա գ ր ա կ ա ն կ ո լ է գ ի ա

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Ա. Դոմբրովսկի, Յա. Բ. Ջելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան,
Ս. Ա. Կապլան, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սորոկն

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, В. А. Домбровский,
Я. Б. Зельдович, С. А. Каплан, Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного
редактора), В. В. Соболев, Г. М. Товмасын

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

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

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

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

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

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

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 7

МАЙ, 1971

ВЫПУСК 2

UBV-ФОТОМЕТРИЯ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК
МАРКАРЯН 10 И 79 С ЯДРАМИ СЕЙФЕРТОВСКОГО ТИПА

Э. А. ДИБАЙ, В. М. ЛЮТЫЙ

Поступила 4 февраля 1971

Приводятся UBV-наблюдения двух галактик Маркарьян—10 и 79; Наблюдения выполнены на 125- и 60-см телескопах Крымской станции ГАИШ (с электрофотометром. Использовались круглые концентрические диафрагмы. На основе этих наблюдений вычислено распределение поверхностной яркости и цвета вдоль радиуса галактик.

При помощи двухцветной диаграммы $(U-B)_0-(B-V)_0$ проводится сравнение этих галактик Маркарьян с сейфертовскими NGC 1275 и 7469. Делается вывод, что распределение цвета вдоль радиуса галактик (в килопарсеках) для Маркарьян 10 аналогично NGC 1275, а Маркарьян 79—NGC 7469. Цвет на периферии Маркарьян 10 и NGC 1275 соответствует звездам класса G, а Маркарьян 79 и NGC 7469—более красным звездам класса K.

Настоящая работа является продолжением программы фотометрических исследований сейфертовских галактик [1]. В данной статье описаны результаты электрофотометрии двух спиралей с сейфертовскими ядрами из списков Б. Е. Маркарьян [2, 3] объектов с ультрафиолетовым континуумом в спектре. Наблюдения проводились в 1969 и 1970 годах с помощью автоматического электрофотометра В. М. Лютого со счетом фотонов [4], используемого в каскареновском фокусе 60 и 125-см рефлекторов Крымской станции ГАИШ. Приемником излучения служил сурьмяно-цезиевый фотоумножитель EM1 6356s, дающий с набором стеклянных фильтров систему, близкую к системе UBV. Измерения проводились дифференциальным способом относительно близких стандартных звезд [5]. Дифференциальная экстинкция учитывалась каждую ночь.

Для фотометрии галактик использовались круглые концентрические диафрагмы. Галактика Маркарьян 79 измерялась с диафрагмами 5,

10, 25 и 50". Для галактики Маркарян 10, помимо перечисленных, употреблялись также диафрагмы 13, 68 и 137" в диаметре.

Маркарян 10. $\alpha = 7^{\text{h}}43^{\text{m}}2$, $\delta = +61^{\circ}03'$ (1950.0).

Это спиральная галактика типа Sb с ярким компактным ядром. Согласно Видману и Хачикяну [6, 7], в спектре ядра наблюдаются широкие водородные и узкие запрещенные линии. Полная ширина линии H_{β} достигает 95 Å. Красное смещение, определенное по узким линиям, составляет $z = 0.029$.

Фотография Маркарян 10, полученная в первичном фокусе 5-м рефлектора, приведена в [7]. Галактика наклонена к картинной плоскости под углом около 30° . Диаметр области спиральной структуры (большая ось) достигает 100 секунд дуги или, при $H = 75$ км/сек/Мпс, около 60 кпс. Таким образом, если нет систематического различия между лучевыми скоростями ядра и галактики, мы имеем дело с гигантской спиралью, большей, нежели наша Галактика и туманность Андромеды.

Маркарян 79. $\alpha = 7^{\text{h}}38^{\text{m}}5$, $\delta = +49^{\circ}56'$ (1950.0).

Пересеченная спираль с диаметром главного тела около 30 секунд дуги и двумя слабыми внешними ветвями. Контраст ядра на фоне галактики выражен не столь явно, как в предыдущем случае. Угол ориентации по отношению к картинной плоскости примерно 45° . Принадлежность ядра к сейфертовскому типу была предсказана Б. Е. Маркаряном [3] и подтверждена по щелевым спектрограммам [8]. Полная ширина линии H_{β} достигает 150 Å, запрещенные линии узкие. Красное смещение $z = 0.022$. По-видимому, пока это единственный случай, когда сейфертовское ядро наблюдается в пересеченной галактике.

Фотоэлектрические наблюдения галактик Маркарян 10 и 79 приведены в табл. 1. Таблица содержит название галактики, величину диафрагмы фотометра в секундах дуги, значения V, B—V и U—B с их средними квадратичными ошибками и в последнем столбце—число наблюдений в каждой диафрагме. Большой разброс, особенно в ультрафиолете, для галактики Маркарян 10 обусловлен оптической переменностью ее ядра [9].

Поверхностная фотометрия. Приведенные в табл. 1 фотоэлектрические наблюдения можно использовать для вычисления распределения поверхностной яркости и цвета по радиусу галактики. Поверхностная яркость вычислялась так же, как в [1], но использовался больший набор колец. Принимались во внимание не только кольца

Таблица 1

| Галактика | Диафрагма | V | | B-V | | U-B | | n |
|-------------|-----------|--|------|--|------|--|------|---|
| Маркарян 10 | 5" | 15. ^m 26 ± 0. ^m 01 | | +0. ^m 50 ± 0. ^m 03 | | -0. ^m 87 ± 0. ^m 01 | | 2 |
| | 10 | 14.64 | .09 | +0.47 | .06 | -0.84 | .06 | 3 |
| | 13.5 | 14.44 | .06 | +0.57 | .05 | -0.75 | .07 | 5 |
| | 26 | 14.02 | .05 | +0.62 | .04 | -0.56 | .07 | 6 |
| | 50 | 13.58 | .07 | +0.62 | .04 | -0.48 | .10 | 3 |
| | 68 | 13.35 | .07 | +0.66 | .10 | -0.37 | .05 | 4 |
| | (137) | (12.96 | .11) | (+0.59 | .14) | (-0.46 | .10) | 4 |
| Маркарян 79 | 5 | 14.77 | .05 | +0.43 | .07 | -0.79 | .04 | 3 |
| | 10 | 14.24 | .04 | +0.47 | .03 | -0.75 | .04 | 7 |
| | 25 | 13.78 | .03 | +0.55 | .02 | -0.67 | .02 | 5 |
| | 50 | 13.42 | .02 | +0.62 | .02 | -0.49 | .02 | 3 |

Таблица 2

| Галактика | Кольцо | r" | r (кпс) | V | | B-V | | U-B | | Примечание |
|-----------|--------|------|---------|-------|---------------------|----------------------------|-------|----------------------------|---|---|
| № 10 | 5-0 | 1.3 | 0.7 | 18.48 | ±0. ^m 05 | +0.50 ± 0. ^m 05 | | -0.87 ± 0. ^m 05 | | |
| | 10-5 | 4.2 | 2.4 | 20.18 | .20 | +0.53 | .10 | -0.71 | .10 | среднее, (r=3 ^o 8, r=4 ^o 6) |
| | 13-5 | | | | | | | | | |
| | 26-5 | 7.8 | 4.4 | 21.21 | .05 | +0.68 | .05 | -0.35 | .15 | |
| | 26-10 | 9.4 | 5.3 | 21.65 | .10 | +0.80 | .05 | +0.20 | .10 | среднее, (r=9 ^o 0, r=9 ^o 8) |
| | 26-13 | | | | | | | | | |
| | 50-13 | 15.8 | 8.9 | 22.29 | .10 | +0.66 | .10 | -0.24 | .30 | |
| | 50-26 | 19.7 | 11.0 | 22.68 | .05 | +0.67 | .05 | -0.23 | .15 | среднее, (r=19 ^o , r=20 ^o 4) |
| 68-13 | | | | | | | | | | |
| 68-26 | 27.8 | 16.2 | 23.06 | .15 | +0.77 | .10 | +0.22 | .30 | среднее, (r=26 ^o , r=29 ^o 5) | |
| 68-50 | | | | | | | | | | |
| № 79 | 5-0 | 1.3 | 0.5 | 18.00 | .05 | +0.43 | .10 | -0.79 | .05 | |
| | 10-5 | 3.8 | 1.6 | 19.70 | .10 | +0.54 | .15 | -0.68 | .15 | |
| | 25-5 | 7.5 | 3.1 | 21.02 | .05 | +0.64 | .05 | -0.56 | .05 | |
| | 25-10 | 8.8 | 3.6 | 21.47 | .10 | +0.72 | .10 | -0.45 | .15 | |
| | 50-10 | 15.0 | 6.1 | 22.29 | .05 | +0.78 | .05 | -0.08 | .10 | |
| | 50-25 | 18.8 | 7.7 | 22.72 | .10 | +0.83 | .10 | +0.49 | .30 | |

между соседними диафрагмами, но и между первой и третьей, первой и четвертой и т. д. (например, 10—5", 13—5", 25—5" и т. д.). Среднее расстояние кольца от центра галактики вычислялось по формуле

$$r'' = \frac{d_{n+1} - d_n}{4} + \frac{d_n}{2},$$

где d — диаметр n -ой диафрагмы (в секундах дуги).

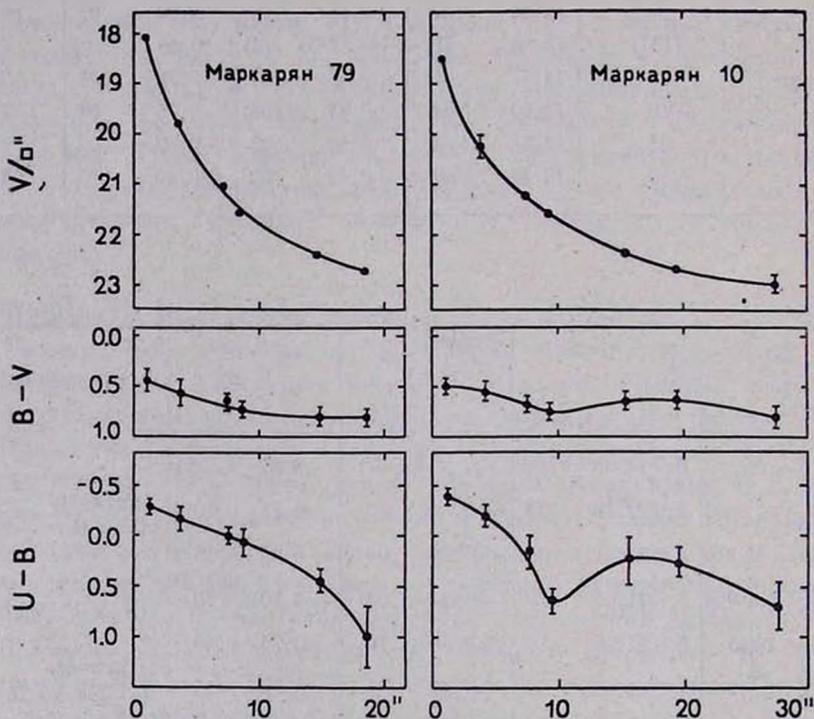


Рис. 1. Распределение поверхностной яркости и цвета по радиусу (в секундах дуги) для галактик Маркарян 10 и 79. Вертикальными черточками показаны ошибки, превышающие ± 0.10 для V/\square'' и ± 0.05 для $B-V$ и $U-B$.

Результаты вычислений представлены в табл. 2 и графически на рис. 1. Величины V/\square'' и цвет в близких кольцах осреднены. Наблюдения с диафрагмой 137" (галактика Маркарян 10) не использовались, так как они недостаточно надежны — в большое по площади кольцо (137—68") попадает лишь малая часть галактики. В табл. 1 наблюдения с диафрагмой 137" приведены в скобках.

Можно отметить (рис. 1) различие в распределении цвета по радиусу галактик: равномерное покраснение к периферии для Маркарян 79

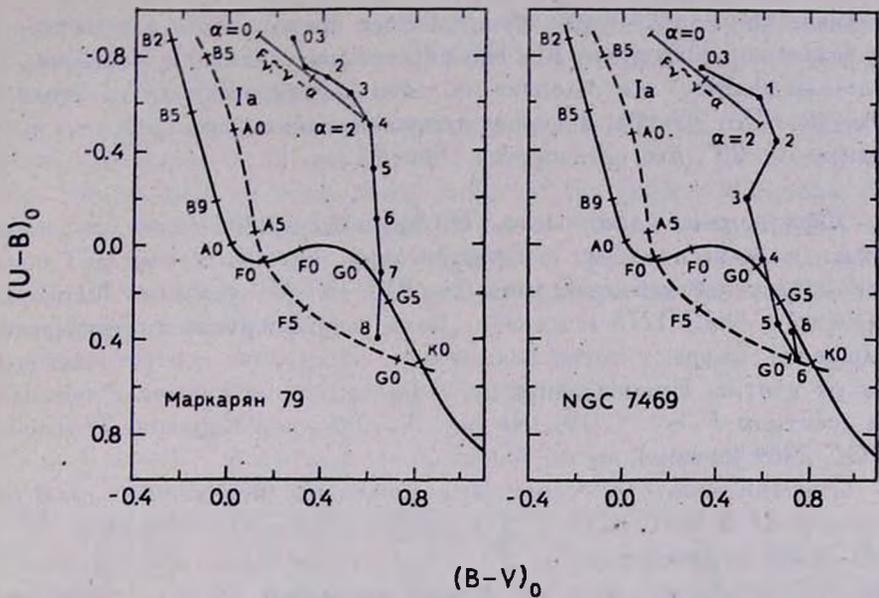


Рис. 2. Распределение цвета по радиусу для галактик Маркарян 10 и NGC 1275 на двухцветной диаграмме. Цифры вдоль кривой—радиус соответствующей зоны в клс.

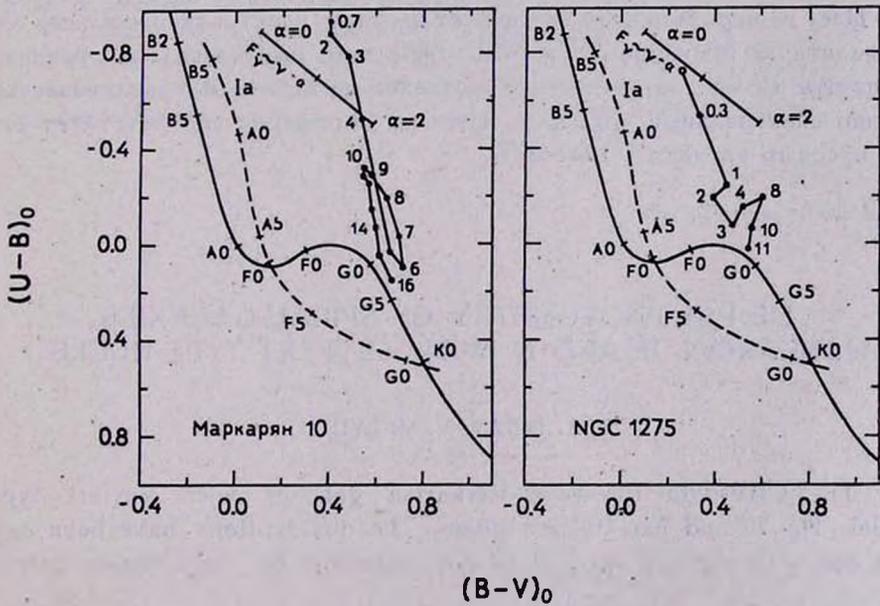


Рис. 3. Распределение цвета по радиусу для галактик Маркарян 79 и NGC 7469 на двухцветной диаграмме. Цифры вдоль кривой—радиус соответствующей зоны в клс.

и наличие спиральной структуры, также с покраснением к периферии, для галактики Маркарян 10. На фотографии галактики Маркарян 10 [7] можно видеть, что ядерная область простирается до расстояния примерно $8''$ от центра, а первая спиральная ветвь находится на расстоянии $10-25''$, что согласуется с рис. 1.

Двухцветная диаграмма. Интересно сравнить исследуемые галактики с классическими сейфертовскими. На рис. 2 показано поведение на двухцветной диаграмме $(U-V)_0-(B-V)_0$ галактик Маркарян 10 (слева) и NGC 1275 (справа). Цвета исправлены за галактическое поглощение, цифры у точек показывают расстояние соответствующей зоны от центра. Прямая линия дает положение источника с нетепловым спектром $F_{\nu} \sim \nu^{-\alpha}$ [10]. На рис. 3—галактики Маркарян 79 (слева) и NGC 7469 (справа).

Отметим некоторое сходство в поведении переменных галактик Маркарян 10 и NGC 1275 [11] и непериодических (?) Маркарян 79 и NGC 7460* на диаграмме $(U-V)_0-(B-V)_0$. Цвет центральной области NGC 1275—0.3 клс получен вблизи минимума блеска, примерная величина цвета центральной области в максимуме блеска показана открытым кружком. В галактиках Маркарян 10 и NGC 1275 наблюдается постепенный переход от нетеплового излучения ядра к звездному. Цвет на периферии соответствует звездам спектрального класса G. В галактиках Маркарян 79 и NGC 7469 даже на больших расстояниях от центра (2—4 клс) излучение остается нетепловым, увеличивается только спектральный индекс α . Цвет на периферии соответствует более красным звездам — класса K.

Крымская станция ГАИШ

THE UBV-PHOTOMETRY OF SPIRAL GALAXIES MARKARIAN 10 AND 79 WITH SEYFERT TYPE NUCLEI

E. A. DIBAY, V. M. LYUTUJ

The UBV-data for two Markarian galaxies with Seyfert type nuclei—No. 79 and No. 10—are given. The observations have been carried out with the 125 cm and 60 cm reflectors of the Crimean Stern-

* Ядро галактики NGC 7469 является, по-видимому, все же переменным с амплитудой $0.2-0.3^m$ в U [11, 12]. Амплитуда изменений блеска Маркарян 10 не меньше 0.6^m , а NGC 1275—примерно 1^m .

berg Station. The round concentric diaphragms have been used. The distribution of the surface brightness and colours along the radius of the galaxy have been calculated.

We used two-colours diagrams $(U-B)_0-(B-V)_0$ to compare the Markarian galaxies 10 and 79 with the galaxies NGC 1275 and 7469. The distribution of colour along radius of the galaxy Markarian 10 is similar to that of NGC 1275 and Markarian 79 — to that of NGC 7469.

The colour of the outer regions of galaxies Markarian 10 and NGC 1275 corresponds to G-stars, and Markarian 79 and NGC 7469 to redder stars of K type.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Э. А. Дибай, Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, *Астрон. ж.*, 46, 240, 1969.
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
3. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
4. В. М. Лютый, *Астрон. цирку.*, № 446, 1967.
5. F. Priver, *P.A.S.P.*, 78, № 464, 1966.
6. H. C. Arp, E. Ye. Khachikyan, C. R. Lunds, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 152, 103, 1968.
7. Д. В. Видман, Э. Ye. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968.
8. М. А. Арикелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 6, 39, 1970.
9. В. М. Лютый, *Астрон. цирку.*, № 592, 1970.
10. T. G. Matthews, A. R. Sandage, *Ap. J.*, 138, 30, 1958.
11. В. М. Лютый, *Астрон. цирку.*, № 528, 1969.
12. A. G. Pasolczyk, R. F. Weymann, *Proceedings of the Conference on Seyfert Galaxies*, 6, 1968.

СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. III

М. А. АРАКЕЛЯН, Э. А. ДИБАЙ, В. Ф. ЕСИПОВ, Б. Е. МАРКАРЯН

Поступила 25 февраля 1971

Сообщаются результаты спектральных наблюдений пятидесяти объектов из третьего списка [4] галактик с ультрафиолетовым континуумом. Эмиссионные линии обнаружены в спектрах тридцати восьми из них. Спектры объектов №№ 231, 268, 270, 273, 279 и 290 содержат широкие эмиссионные линии, характерные для ядер сейфертовских галактик. Сейфертовские характеристики, хотя и менее ярко, проявляются также в спектрах объектов №№ 291 и 298.

В статьях [1, 2] приведены результаты выполненных осенью 1969 года и весной 1970 года на Крымской станции ГАИШ спектральных наблюдений примерно восьмидесяти объектов из второго списка [3] галактик с ультрафиолетовым континуумом. Осенью 1969 года нами наблюдался также звездообразный объект № 205 из третьего списка [4]. Было показано, что он обладает очень резко выраженными свойствами ядер сейфертовских галактик. В апреле—июне 1970 года вместе с наблюдениями объектов второго списка, о которых сообщалось в [2], были произведены также наблюдения пятидесяти объектов третьего списка. Результаты этих наблюдений изложены в настоящем сообщении.

Как и ранее, большинство наблюдений было произведено в спектральной области 4000—5800 Å, и лишь часть объектов наблюдалась также в красной области спектра. Число объектов, наблюдавшихся только в красной области, очень невелико. Напомним, что дисперсия использованного А-спектрографа с электронно-оптическим преобразователем — 230 Å/мм, спектральное разрешение — 10—15 Å.

Результаты спектральных наблюдений объектов с отождествленными линиями представлены в нижеследующей таблице.

Таблица 1

| №№ | $m_{\mu\kappa}$ | z | Эквивалентная ширина эмиссионных линий $W_{\lambda}, \text{Å}$ | | | | Спектр. тип | |
|------------------|-----------------|-------|--|------------|------------------------|------------------------|-------------|-----------|
| | | | [N II] λ 6584 | H γ | [O III] λ 5007 | [O III] λ 4959 | | H β |
| 201 | 13 | 0.008 | | | 17 | 7 | 10 | ds2e |
| 203 | 15.5 | 0.025 | 5 | 15 | | | 8 | sd3e |
| 206 | 15.5 | 0.003 | | | 45 | 18 | 20 | s1e |
| 207 | 13.5 | 0.008 | | | 3 | | 3 | ds2e |
| 209 | 15.5 | 0.000 | | | | 70 | 60 | d1e |
| 210 | 14.5 | 0.026 | 5 | 15 | | | | sd2 |
| 213 | 13 | 0.010 | | | 15 | 5 | 6 | sd2e |
| 215 | 14.5 | 0.019 | 10 | 16 | 8 | | 3 | s1e |
| 223 | 15 | 0.004 | 15 | 20 | 8 | 3 | 15 | s1e |
| 225 | 16.5 | 0.020 | | | 30 | 13 | 17 | sd2e |
| 226 | 17.5 | 0.027 | | | 2 | | 6 | s2 |
| 231 | 14 | 0.041 | | 170 | | | | s1 |
| 235 | 15 | 0.023 | 5 | 16 | | | | ds3e |
| 245 | 16 | 0.020 | | | 6 | 2 | 7 | s1 |
| 247 | 15 | 0.032 | | | 6 | 2 | 7 | s1e |
| 256 | 13 | 0.010 | | 60 | | | | d1e |
| 257 | 14.5 | 0.016 | 5 | 15 | | | | sd2 |
| 260 | 17 | 0.035 | | | 6 | 2 | 15 | s2e |
| 261 | 15.5 | 0.031 | 25 | 65 | 9 | 3 | 10 | ds2e |
| 263 | 16.5 | 0.005 | | | | 14 | 10 | sd1e |
| 266 | 14 и 15 | 0.028 | | | 60 | 25 | 20 | d3+d3 |
| 267 | 15 | 0.012 | 3 | 7 | 4 | | | s1e |
| 268 | 15 | 0.041 | | 60 | 15 | 5 | | sd3e |
| 270 | 14.5 | 0.009 | | | 35 | 15 | 4 | ds3e |
| 271 _a | 14 | 0.026 | | 20 | 7 | 3 | | d3e |
| 271 _b | 15 | 0.025 | | 25 | 2 | | 7 | d3e |
| 27 ^q | 14.5 | 0.038 | | 230 | 50 | 20 | 20 | d1e |
| 278 | 15 | 0.036 | | 20 | | | | ds1e |
| 279 | 15 | 0.032 | | 350 | 40 | 15 | 40 | s1e |
| 281 | 13 | 0.007 | 10 | 20 | | | | sd2e |
| 282 | 16 | 0.021 | 15 | 35 | 25 | 9 | 12 | sd1e |
| 286 | 14.5 | 0.026 | | 60 | 8 | 3 | 8 | sd2 |
| 290 | 15 | 0.029 | | 200 | 25 | 9 | 50 | s1e |
| 291 | 15 | 0.035 | | 60 | | | | sd1e |
| 294 | 15 | 0.008 | | 10 | | | | d3 |
| 296 | 15.5 | 0.016 | | 25 | | | | s1e |
| 297 | 14 | 0.016 | | | 50 | 20 | 20 | s1e |
| 298 | 15 | 0.034 | | 65 | 25 | 10 | 15 | ds2e |
| 300 | 15.5 | 0.040 | | (35) | | | | s2e |

Ниже приводятся морфологические характеристики и краткое описание спектров перечисленных в таблице объектов.

Маркарян 201. Пекулярная галактика типа SB0 с эмиссионными линиями умеренной интенсивности. Наблюдалась лишь в синей области спектра. Кроме отмеченных в таблице линий в спектре имеется H_γ с эквивалентной шириной 3 Å.

Маркарян 203. Спираль с малоразвитыми рукавами и ярким расщепленным ядром. Сильный непрерывный спектр со слабыми эмиссионными линиями.

Маркарян 206. Сферическая галактика со слабой и малоразвитой короной. Наблюдалась лишь в фотографической области спектра, где присутствуют очень сильные и резкие эмиссионные линии. Возможно присутствие линии $He II \lambda 4686$.

Маркарян 207. Пекулярная галактика со слабыми эмиссионными линиями. Присутствие линии $He II \lambda 4686$ свидетельствует о высоком возбуждении.

Маркарян 209. Сфероидальный объект с веерообразным выбросом. Наблюдался лишь в синей области спектра, где имеются чрезвычайно интенсивные эмиссионные линии. В пределах точности наших наблюдений красное смещение равно нулю. Даже полагая $z = 0.002$ и применяя закон Хаббла при $H = 75 \text{ км сек}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$, получим для абсолютной величины этого объекта $M \approx -14$. Таким образом, подобно Маркарян 116 [2], этот объект является редкой разновидностью галактик с ультрафиолетовым континуумом, имеющих крайне низкую светимость и чрезвычайно интенсивные эмиссионные линии.

Маркарян 210. Спираль с перемычкой и довольно конденсированным ядром. Эмиссионные линии слабы. Кроме линий, отмеченных в таблице, в спектре, по-видимому, присутствует также дублет $[S II] \lambda \lambda 6717/31$.

Маркарян 213. Спираль с перемычкой и очень ярким и довольно конденсированным ядром. Эмиссионные линии умеренной интенсивности.

Маркарян 215. Сфероидальный объект с небольшой слабой короной. Кроме линий, отмеченных в таблице, в спектре присутствует дублет $[S II] \lambda \lambda 6717/31$ с эквивалентной шириной около 15 Å.

Маркарян 223. Сфероидальный компактный объект со слабой короной. В спектре этого объекта, помимо отмеченных в таблице линий, имеется также дублет [S II] λ . 6717/31 с эквивалентной шириной около 10 Å.

Маркарян 225. Эллипсоидальный объект с эмиссионным спектром умеренной интенсивности. Наблюдался лишь в фотографической области спектра.

Маркарян 226. Крайне компактный, почти звездообразный объект со слабыми линиями. Наблюдался лишь в фотографической области спектра.

Маркарян 231. Сфероидальный объект с огибающим его выбросом. Обладает наиболее необычным спектром среди всех наблюдавшихся нами галактик с ультрафиолетовым континуумом. В видимой области спектра выделяются три широких максимума интенсивности с интервалами 250—300 Å. В красной области имеются широкая эмиссионная деталь, являющаяся, по-видимому, блендой дублета [N II] λ . 6548/84 и H_{α} , и линия поглощения с длиной волны 6050 Å. По ширине бленды — 150 Å на уровне непрерывного спектра — объект смело может быть отнесен к объектам сейфертовского типа. Линия поглощения, по-видимому, имеет эмиссионную компоненту на длинноволновом крыле. Приведенное в таблице значение красного смещения получено по линии H_{α} . При этом значении красного смещения центр одного из максимумов в синей области совпадает с положением линии H_{β} , а другой может быть отождествлен с группой эмиссионных линий ионизованного железа, наблюдаемой в спектре квазизвездного радиоисточника ЗС 273. Линию поглощения при принятом значении красного смещения не удастся отождествить ни с одной из абсорбционных линий, которые могли бы наблюдаться в этой области спектра. Представляется разумным предположение, что это — дублет Na I λ . 5892/96, что ведет к значению $z_{\text{abs}} = 0.024$, сильно отличающемуся от $z_{\text{cm}} = 0.041$. Аналогичная ситуация имеет место в случае отождествления наблюдаемой линии поглощения с He I λ . 5876. Таким образом, мы, по-видимому, имеем здесь дело со случаем $z_{\text{abs}} < z_{\text{cm}}$, нередко встречающимся у квазизвездных радиоисточников и оптических квазизвездных объектов. Отметим, что и по абсолютной величине ($M = -22$) этот объект примыкает к квазизвездным.

Маркарян 235. Сфероидальный объект с небольшой эллиптичностью. Наблюдался лишь в красной области спектра.

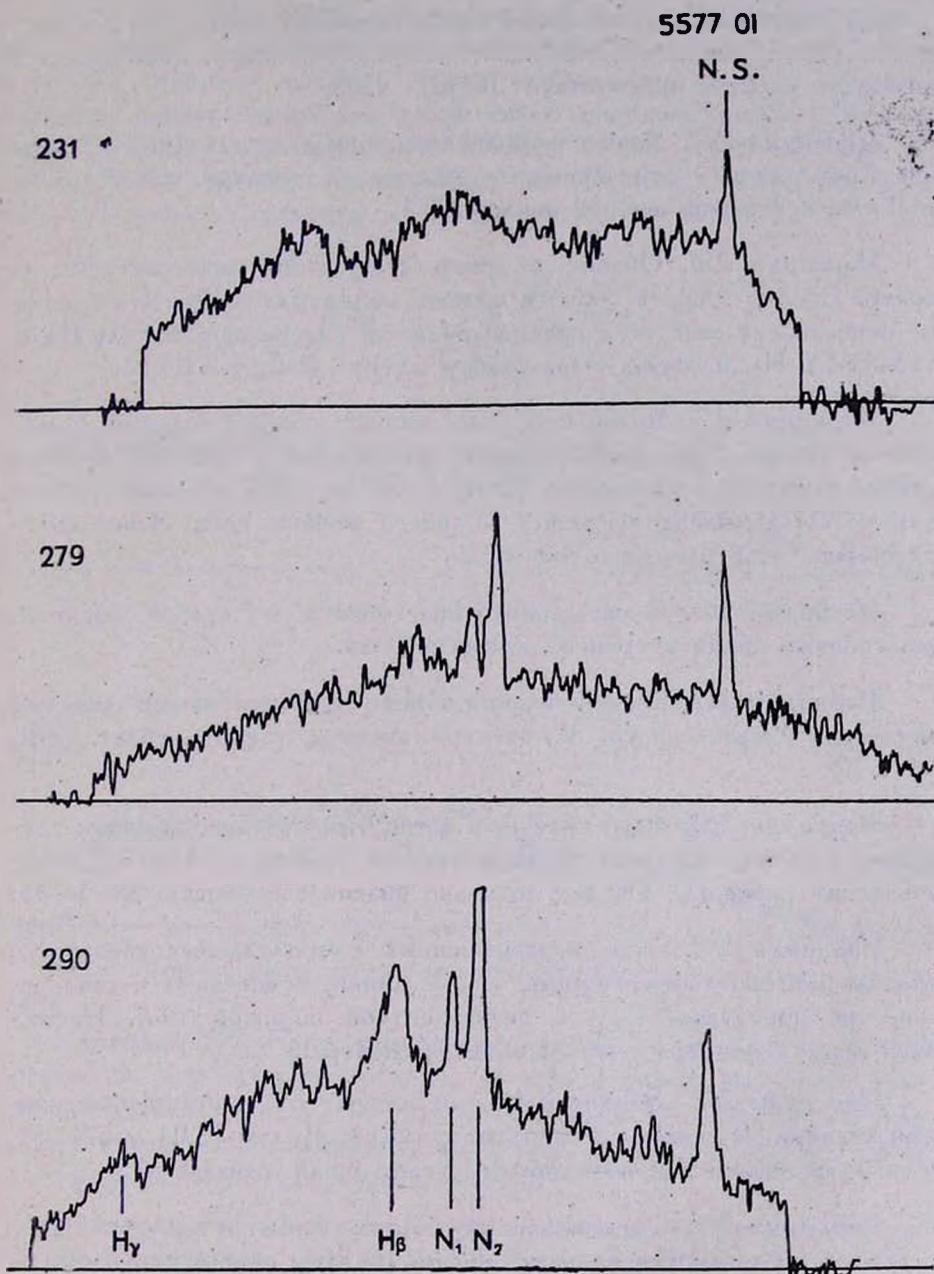


Рис. 1. Регистрограммы спектров трех объектов сейфертовского типа в фотографической области.

Маркарян 245. Компактный сфероидальный объект со слабыми эмиссионными линиями. Возможно, что кроме линий, отмеченных в таблице, в спектре присутствует [O III] λ 4363.

Маркарян 247. Крайне компактный, почти звездообразный объект. Кроме линий, отмеченных в таблице, в спектре присутствует He II λ 4686 с эквивалентной шириной 4 Å.

Маркарян 256. Объект с ярким сгущением, ответственным за спектр. Спектр в синей области сильно недодержан. Красное смещение основано на спектре в красной области, содержащем бленду [N II] λ 6548/84 и H α , а также очень слабый дублет [S II] λ 6717/31.

Маркарян 257. Яркое ядро, окруженное слабым кольцом. Эмиссионные линии очень слабы. Кроме отмеченных в таблице линий в спектре имеются очень слабые [O III] λ 5007 и λ 4959, а также дублет [S II] λ 6717/31, blendирующийся с линией ночного неба. Эквивалентная ширина этой бленды около 20 Å.

Маркарян 260. Очень компактный объект со слабой короной. Эмиссионные линии умеренной интенсивности.

Маркаряи 261. Сфероидальный объект с эмиссионными линиями умеренной интенсивности. В спектре имеется также дублет [S II] λ 6717/31.

Маркарян 263. Незначительно вытянутый объект с резкими границами и довольно сильным эмиссионным спектром. Нами наблюдалась также линия H γ . Объект довольно низкой светимости: $M = -15$.

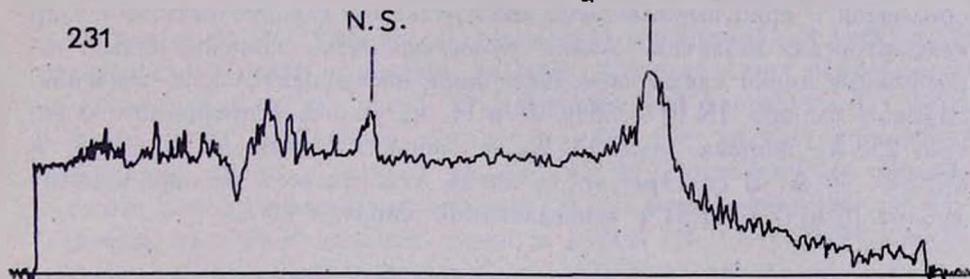
Маркарян 266. Пара неразрешенных сфероидальных галактик с сильным эмиссионным спектром. Кроме линий, отмеченных в таблице, в спектре присутствует H γ с эквивалентной шириной 10 Å. Наблюдался лишь в фотографической области спектра.

Маркарян 267. Эллипсоидальный объект со слабыми эмиссионными линиями. В спектре содержится также дублет [S II] λ 6717/31. Фотографировался под позиционным углом щели, равным 80°.

Маркарян 268. Сфероидальный объект с вытянутой оболочкой. В спектре наблюдаются сильные линии [O III] и слабые, но широкие линии водорода от H α до H δ . Ширина бленды дублета [N II] λ 6548,84 и H α на уровне непрерывного спектра составляет 80 Å. Объект может быть отнесен к сейфертовскому типу. При этом, подобно NGC 1068, запрещенные линии также имеют заметную ширину.

Маркарян 270. Яркий сфероидальный объект, окруженный коронной. Спектры, полученные при ориентации щели вдоль малой оси ($p = 120^\circ$), содержат яркие и узкие запрещенные линии, в то время как более слабые водородные линии имеют широкие крылья. Ширины H_2 и H_3 на уровне непрерывного спектра равны соответственно 80 и 60 Å. Таким образом, объект может быть отнесен к сейфертовскому типу. В спектре содержится также дублет [S II] λ 6717/31.

6300 [O I]

 $H_\alpha + 6548/84$ [N II]

273

6717/31 [S II]

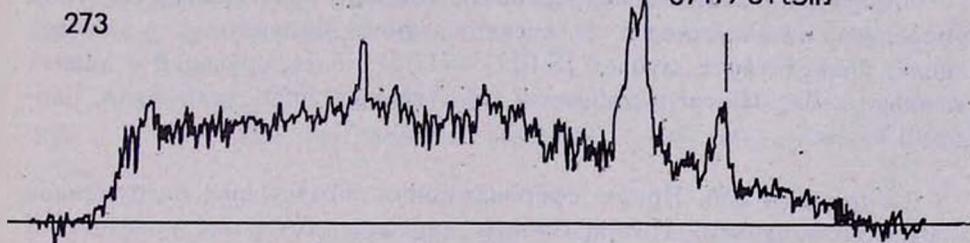


Рис. 2. Регистрограммы спектров двух объектов сейфертовского типа в красной области.

Маркарян 271. Пара, компоненты которой связаны дугообразной перемычкой. Как видно из таблицы, в спектрах обеих компонент присутствуют те же линии, но относительные интенсивности, а также красные смещения, по-видимому, несколько отличны. Фотографировалась при позиционном угле щели, равном 75° .

Маркарян 273. Объект с длинным, почти прямолинейным выбросом, оканчивающимся бело-голубым сгущением. Обладает очень интенсивным эмиссионным спектром с характеристиками ядер сейфертовских галактик. Ширина бленды дублета [N II] λ 6548/84 и H_2 на уровне непрерывного спектра — около 100 Å, ширина H_3 — 60 Å. Кроме отмеченных в таблице линий в спектре присутствуют H_2 и H_3 с экви-

валентными ширинами соответственно 12 и 8 Å, линии He II λ 4686 с эквивалентной шириной 25 Å, [O I] λ 6300 и дублет [S II] λ 6717/31 с эквивалентными ширинами 10 и 60 Å.

Маркарян 278. Спиральная галактика раннего подтипа с перемычкой. Наблюдалась лишь в красной области спектра, где присутствует бленда [N II] λ 6548/84 и H_α.

Маркарян 279. Несколько вытянутый сфероидальный объект с оболочкой и ярко выраженными спектральными характеристиками ядер сейфертовских галактик. Линии водорода очень широки, однако запрещенные линии также несколько шире инструментального значения. Ширины бленды [N II] λ 6548/84 и H_α на уровне непрерывного спектра 250 Å, ширина H_β — 135 Å, а ширина линий [O III] λ 5007 и λ 4959 — 40 Å. В спектре, кроме линий, отмеченных в таблице, имеется дублет [S II] λ 6717/31 с эквивалентной шириной 25 Å.

Маркарян 281. Пекулярная спираль с перемычкой и ярким ядром, состоящим из горячих пятен. В фотографической области спектра линии очень слабы, в красной имеются дублет [N II] λ 6548/84 и H_α.

Маркарян 282. Эллипсоидальный объект с эмиссионным спектром умеренной интенсивности. В спектре, кроме отмеченных в таблице линий, присутствует дублет [S II] λ 6717/31, блендирующий с линией ночного неба. Фотографировался при позиционном угле щели, равном 120°.

Маркарян 286. Яркое сфероидальное образование, погруженное в слабую оболочку. Интенсивность эмиссионных линий невелика. В спектре имеется дублет [S II] λ 6717/31.

Маркарян 290. Звездоподобный объект со спектром, типичным для ядер сейфертовских галактик. Водородные линии мощны и широки, запрещенные — узки. Бленда [N II] λ 6548/84 и H_α имеет на уровне непрерывного спектра ширину, равную 200 Å, H_β — 150 Å, H_γ — около 100 Å. Эквивалентная ширина H_γ около 25 Å. В спектре имеется также дублет [S II] λ 6717/31. Скорее всего этот объект должен быть отнесен к квазизвездным.

Маркарян 291. Компактный, несколько вытянутый объект. Одновременно с нами он наблюдался М. Ульрих [5] и был отнесен к объектам, имеющим узкие и слабые эмиссионные линии. Наши спектры получены при ориентации щели вдоль малой оси объекта ($p = 135^\circ$).

При этом в красной области наблюдается бледа дублета [N II] λ 6548/84 и H_{α} с очень узкими ядрами, но довольно широкими крыльями. Ширина бледы на уровне непрерывного спектра — 60 Å. Это дает нам основание рассматривать этот объект как наделенный слабо выраженными свойствами ядер сейфертовских галактик. В видимой области спектра наблюдается единственная очень слабая линия. Судя по красному смещению, полученному по линиям красной области, — это [O III] λ 5007. Возможно, что в красной области имеется также слабый дублет [S II] λ 6717/31.

Маркарян 294. Объект, по-видимому, состоящий из нескольких образований. Спектр в красной области представляется разделенным по высоте щели на две части. В одной — сильный континуум без эмиссионных линий, во второй континуум слаб, но видна единственная эмиссионная линия с длиной волны 6615 Å. Приведенное в таблице значение красного смещения получено в предположении, что это H_{α} . Отметим, что линия довольно узкая, и дублет [N II] λ 6548/84 проследить не удастся. Существование двух частей с различными характеристиками обусловлено, по-видимому, излучением двух образований, являющихся компонентами объекта.

Маркарян 296. Вытянутое по кругу склонения образование с заметным хвостом, направленным к северу. Эмиссионный спектр слаб.

Маркарян 297. Тесная группа нескольких компактных образований с интенсивным эмиссионным спектром. Наблюдалась лишь в синей области.

Маркарян 298. Сфероидальный объект с большим прямолинейным выбросом, оканчивающимся голубыми сгущениями. Обладает спектральными особенностями ядер сейфертовских галактик. Спектры, полученные при ориентации щели вдоль малой оси объекта ($p = 165^{\circ}$), показывают, что водородные линии шире запрещенных. Линии [N II] λ 6548/84 слабы. При этом полная ширина бледы этого дублета и H_{α} равна 80 Å, а ширина H_{β} — 55 Å. Кроме отмеченных в таблице линий в спектре присутствует также дублет [S II] λ 6717/31.

Маркарян 300. Объект со звездоподобным ядром. Эмиссионный спектр слаб. Единственная линия, наблюдаемая при использованном спектральном разрешении, — это бледа дублета [N II] λ 6548/84 и H_{α} . Приведенное в таблице значение эквивалентной ширины, по-видимому, завышено, так как имеет место блендирование с линией ночного неба,

В спектрах объектов №№ 208, 217, 220, 221, 228, 239, 249, 252, 276, 284, 287 и 295 эмиссионные линии не наблюдались или уверенно не отождествлены. Отметим, что эти объекты наблюдались лишь в синей области спектра и очень вероятно, что наблюдения в красной области выявили бы эмиссионные линии, поскольку, как отмечалось в [2], наблюдения в красной области практически во всех случаях обнаруживают эмиссионные линии в спектрах галактик с ультрафиолетовым континуумом.

К настоящему времени нами произведены спектральные наблюдения примерно 130 объектов из второго и третьего списков галактик с ультрафиолетовым континуумом. В 18-ти из них более или менее отчетливо проявляются спектральные особенности ядер сейфертовских галактик. Это объекты №№ 78, 79, 105, 106, 110, 124, 141, 142, 198, 205, 231, 268, 270, 273, 279, 290, 291 и 298. Присутствие ранее обнаруженных в [1] характеристик сейфертовского типа у объектов №№ 79, 141 и 205 было отмечено также Д. В. Видманом [6] и М. Ульрих [5]. С другой стороны, объекты № 78 и 198 наблюдались У. Л. У. Сарджентом [7] и не были приписаны к имеющим сейфертовские характеристики. Однако, судя по нашим спектрам, линии водорода в этих объектах, подобно объекту № 291, имеют крылья, превосходящие по ширине инструментальный контур.

Как известно, десять объектов с сейфертовскими характеристиками было обнаружено среди семидесяти галактик с ультрафиолетовым континуумом из первого списка объектов этого типа [8]. Таким образом, число подобных объектов, обнаруженных к настоящему времени в списках [3, 4, 8], близко к тридцати. Примечательно, что число классических сейфертовских галактик, т. е. спиралей с яркими ядрами, среди этих объектов крайне мало. Подавляющее их большинство является конденсированными сфероидальными объектами, в большинстве случаев окруженными слабосветящимися оболочками. Из всех сравнительно близких метагалактических образований эти объекты с точки зрения их спектра и цвета [9, 10] являются наиболее тесно примыкающими к квазизвездным объектам. Морфологические же различия между этими двумя типами объектов выражаются лишь в степени их конденсированности, которая, по крайней мере частично, обусловлена различием расстояний. Действительно большая часть конденсированных сфероидальных объектов, будучи на несколько большем расстоянии, была бы неотличима от квазизвездных объектов и с точки зрения морфологии.

Пространственная плотность конденсированных сфероидальных объектов близка к 10^{-3} Мпс^{-3} , причем примерно одна десятая часть

этих объектов содержит в своих спектрах широкие линии. Пространственная же плотность квазизвездных объектов оценивается в 10^{-5} Мпс^{-3} . Однако не все эти объекты в действительности обладают спектральными особенностями квазизвездных радиоисточников, в частности, широкими линиями. Отношение числа объектов с широкими линиями к полному числу квазизвездных объектов также близко к одной десятой.

Таким образом, имеются все основания рассматривать конденсированные сферодальные объекты как более широкий класс, включающий в себя квазизвездные объекты. При этом мы должны полагать, что примерно одна сотая этого более широкого класса обладает теми светимостями, которые обычно приписываются квазизвездным объектам.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга

THE SPECTRA OF MARKARIAN GALAXIES. III.

M. A. ARAKELIAN, E. A. DIBAY, V. F. YESIPOV, B. E. MARKARIAN

The results of spectral observations of fifty objects from the third list [4] of galaxies with ultraviolet continuum are presented. Emission lines are detected in the spectra of thirty eight objects. The spectra of objects №№ 231, 268, 270, 273, 279 and 290 contain wide emission lines, which are typical for the nuclei of Seyfert galaxies. Less prominent Seyfert-type features exist in the spectra of the objects №№ 291 and 298 as well.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 6, 39, 1970.
2. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 6, 357, 1970.
3. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
4. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
5. M.-H. J. Ulrich, *Ap. J.*, 163, 441, 1971.
6. D. W. Weedman, *Ap. J.*, 161, L113, 1970.
7. W. L. W. Sargent, *Ap. J.* (in press).
8. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
9. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 5, 113, 1969.
10. Э. А. Дибай, *Астрофизика*, 6, 350, 1970.

К ВОПРОСУ О ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ ПЕРЕМЫЧЕК
СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

А. Т. КАЛЛОГЛЯН

Поступила 6 августа 1970

На основании непосредственных фотометрических измерений 30 галактик с перемычкой подтверждается ранее полученный вывод о том, что поверхностная яркость большинства спиральных галактик типа SB, усредненная по оси перемычки, имеет небольшую дисперсию и не зависит от подтипа галактик. Отмечаются некоторые различия в физических особенностях ядер галактик с перемычкой и нормальных спиральных галактик. Ядра галактик с перемычкой обладают светимостями, близкими к некоторому определенному значению ($M_{pg} = -16.5$). Небольшая дисперсия средних поверхностных яркостей перемычек, по-видимому, объясняется выбросом вещества перемычек из ядер, находящихся в определенном интервале состояний.

В работе [1] на основании фотометрических и статистических данных был получен вывод о том, что поверхностная яркость большинства спиральных галактик типа SB, усредненная по оси перемычки, имеет небольшую дисперсию и не зависит от подтипа галактик. Этот результат был основан на непосредственных фотометрических измерениях десяти перемычек. В настоящее время фотометрический материал собран еще для 20 галактик, и проверка полученного в [1] вывода не лишена интереса.

1. *Фотометрический материал.* Для 14 из 20 галактик фотометрирование перемычек в синих лучах произведено нами на снимках, полученных на 21 и 40" телескопах системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Данные о галактиках NGC 3351, 3367, 3384 и NGC 7318 b, 7319 уже опубликованы в работах [2, 3] соответственно. Три галактики с перемычкой находятся в области скопления галактик Эйбелл 262 и на карте, приведенной в работе [4], соответ-

ствуют номерам 8, 16, 19. NGC 3414, 3504, 3953, 3992 и 4088 измерены на пластинках, полученных 21" телескопом, а NGC 7741 — 40" телескопом. Для перемычек 6 галактик (NGC 613, 1097, 1313, 1365, 1672 и 4945) использованы изофоты, построенные Ж. Серсиком [5]. При этом были исключены, как относящиеся к ядрам, все центральные круговые изофоты, а перемычки прослежены до пересечения их со спиральными рукавами. Как и в работе [1], средние поверхностные яркости перемычек вычислены путем усреднения интенсивностей соответствующих точек или изофот. Галактическое поглощение учтено по формуле $A_{pg} = 0.25 \cos ec b$.

2. *Результаты.* Средние поверхностные яркости на оси перемычек с кв. секунды дуги всех 30 галактик приведены в табл. 1. В их число входят также галактики из работы [1]. Морфологические

Таблица 1

| №№ | NGC | Тип | \bar{m}_w | M_{pg} | №№ | NGC | Тип | \bar{m}_w | M_{pg} |
|----|------|-------|--------------------|---------------------|----|-------|-------|--------------------|---------------------|
| 1 | 613 | SBbs | 22. ^m 3 | -20. ^m 7 | 16 | 3953 | SBb | 20. ^m 8 | -19. ^m 9 |
| 2 | 672 | SBc | 20.9 | 17.2 | 17 | 3992 | SBb | 21.3 | 20.4 |
| 3 | 936 | SBa | 21.0 | 20.3 | 18 | 4088 | SBc | 20.8 | 19.2 |
| 4 | 1023 | SBO | 21.2 | 20.0 | 19 | 4303 | SBc | 20.6 | 21.6 |
| 5 | 1073 | SBc | 21.0 | 20.5 | 20 | 4945 | SBc | 21.0 | 18.7 |
| 6 | 1097 | SBb | 21.1 | 21.1 | 21 | 7318b | SBb | 21.1 | 21.0 |
| 7 | 1313 | SBd | 20.8 | 18.7 | 22 | 7319 | SBc | 21.4 | 21.9 |
| 8 | 1365 | SBb | 21.1 | 21.7 | 23 | 7479 | SBb | 20.9 | 21.1 |
| 9 | 1672 | SBb | 21.1 | 20.1 | 24 | 7723 | SBb | 20.8 | 20.4 |
| 10 | 3351 | SBb | 20.9 | 19.4 | 25 | 7741 | SBc | 20.5 | 18.9 |
| 11 | 3367 | SBc | 20.8 | 20.9 | 26 | БМО | SBm | 21.0 | 18.4 |
| 12 | 3384 | SBO | 21.5 | 19.3 | 27 | № 8 | SBc | 20.9 | 20.5 |
| 13 | 3414 | SBO/a | 21.3 | 19.4 | 28 | № 16 | SBa | 21.8 | 20.0 |
| 14 | 3504 | SBb | 20.9 | 20.0 | 29 | № 19 | SBb | 21.2 | 19.8 |
| 15 | 3729 | SBp | 20.6 | 18.9 | 30 | Анон* | SB(b) | 21.1 | — |

* Анон: $\alpha_{1950} = 22^h 37^m 2$, $\delta_{1950} = -34^{\circ} 09'$.

типы галактик даются по хаббловской классификации. Типы галактик №№ 27—30 оценены нами на Паломарских картах. Поверхностные яркости перемычек приводятся в 4-ом столбце таблицы. В 5-ом столбце приведены абсолютные звездные величины галактик, вычислен-

ные по видимым величинам из каталога [6] с учетом галактического поглощения. Видимые величины галактик №№ 27—30 определены нами [4, 7]. Расстояния галактик определены по радиальным скоростям при $H = 75$ км/сек на Мпс, а в случае близких галактик — по известным модулям расстояния. Расстояние скопления галактик Эйбелла 262, в области которого находятся галактики №№ 27—29, определено грубо по данным Эйбелла [8], при использованном нами значении постоянной Хаббла. Расстояние галактики № 30 неизвестно.

Как видно из таблицы, усредненные по оси перемычек поверхностные яркости заключены, в основном, в интервале 1^m от $20^m.5$ до $21^m.5$. Гистограмма распределения поверхностных яркостей перемычек, приведенная на рис. 1 (по оси ординат отложено число галак-

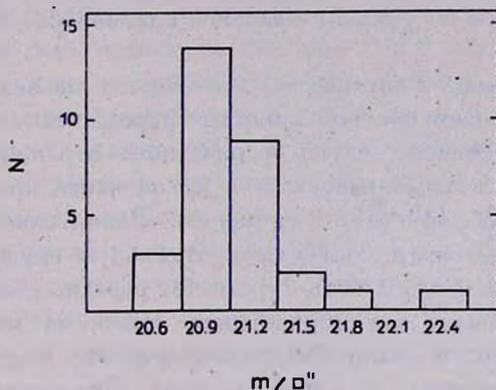


Рис. 1. Распределение средних поверхностных яркостей перемычек.

тик), показывает очень малую дисперсию этой величины около среднего значения $21^m.0$ с кв. секунды дуги. Только у одной галактики — NGC 613 имеется поверхностная яркость, значительно более слабая. Однако изучение изображений большого числа галактик на фотопластинках и картах Паломарского атласа показывает, что около 25% галактик типа SB имеют перемычки, обладающие низкой поверхностной яркостью. Тот факт, что из этой широкой категории галактик только одна оказалась в табл. 1, объясняется селекцией. Как мы, так и другие исследователи выбирали в первую очередь галактики с высокой поверхностной яркостью перемычек. Тем не менее, на основании гистограммы распределения мы можем заключить, что большая часть галактик типа SB образует весьма однородную группу с очень малой дисперсией средней поверхностной яркости перемычек. Вычисленное формально среднеквадратическое отклонение

порядка $\pm 0^m.2$. Однако следует учитывать, что сюда должны входить ошибки наблюдений, а также дисперсия, возникающая вследствие различного наклона перемычек к лучу зрения. Величина дисперсии, обусловленная эффектом проекции, зависит от нижнего предела угла наклона. Грубая оценка показывает, что в нашей выборке нет галактик, направление перемычек которых составляло бы с лучом зрения угол, меньше 45° . При этом условии вычисленная дисперсия, обусловленная эффектом проекции, составляет, примерно, четверть наблюдаемой. Таким образом, истинная дисперсия поверхностных яркостей перемычек в рассмотренной группе должна быть меньше или, точнее, максимум распределения должен быть выше и уже, чем на рис. 1. Тот факт, что может существовать второй максимум в области более слабых поверхностных яркостей (возможно, около $23^m.0$ с кв. секунды дуги), вовсе не умаляет значения сделанного вывода.

3. *Обсуждение.* Результаты настоящего исследования показывают, что для поверхностной яркости перемычек спиральных галактик типа SB существует четко выраженный верхний предел. Иначе говоря, имеется острый максимум в яркой части кривой распределения поверхностных яркостей перемычек. Значительно более слабые перемычки, по-видимому, составляют отдельную группу. Можно предположить, что эта особенность перемычек связана с начальными условиями, необходимыми для образования ярких из них. В работе [9] В. А. Амбарцумян высказал предположение, что вещество перемычек может быть выброшено из ядер галактик. При справедливости этой гипотезы нужно, хотя бы в статистическом смысле, ожидать различия между ядрами спиральных галактик двух типов, поскольку, как известно, оба типа спиралей по некоторым общим характеристикам почти не отличаются друг от друга. Анализ имеющихся данных показывает, что действительно имеются различия между ядрами галактик с перемычкой и нормальных спиральных галактик. Одним из существенных различий является значительное преобладание пекулярных ядер в галактиках с перемычкой [10]. Это, по-видимому, говорит о более активном состоянии ядер этих галактик. Об этом же косвенно может свидетельствовать более тесная связь карликовых галактик типа Скульптора с яркими галактиками с перемычкой, чем с яркими нормальными спиральными [11]. В связи с этим следует отметить, что по данным Э. Холмберга число слабых спутников, приходящееся на одну яркую галактику с перемычкой, больше, чем на одну яркую нормальную спиральную галактику, хотя сам Холмберг не разделяет эти два типа спиралей [12]. Согласно бюраканской

классификации галактик, ядра галактик с перемычкой существенно отличаются от ядер нормальных спиралей и по частоте встречаемости радиоизлучения.

В связи с существованием верхнего предела поверхностной яркости перемычек особый интерес представляет сравнение распределений двух типов спиралей по абсолютным величинам их центральных частей. Как известно, в последние годы в Бюраканской обсерватории ведется работа по классификации галактик в пятибалльной системе и по определению абсолютных величин центральных сгущений. При этом в случае галактик без заметного центрального сгущения (балл 1) и галактик с большим градиентом яркости к центру (балл 3) даются верхние пределы светимостей возможных ядер. Однако нас интересуют не только обнаруженные звездообразные ядра. Светимости центральных частей галактик, независимо от того, наблюдается ядро или нет с данным телескопом, в конечном счете отражают мощность как наблюдаемых, так и возможных ядер. Исходя из этого, мы построили распределение галактик по абсолютным величинам центральных частей отдельно для галактик с перемычкой и нормальных спиралей. С целью устранения влияния эффекта расстояния, из списков [13—17] взяты только галактики с $v_r \leq 2500$ км/сек. После такого ограничения число галактик с перемычкой оказалось 62, а нормальных спиралей—179. Соответствующие гистограммы приведены на рис. 2. Значения чисел, отмеченных на оси абсцисс, объяснены на рисунке. По оси ординат отложено нормированное число галактик в интервале 1^m .

Из рис. 2 видно, что имеется резкое различие между двумя распределениями. Проверка по χ^2 -критерию показала, что вероятность случайного расхождения между двумя распределениями порядка 10^{-4} . Заслуживает внимания наблюдаемый максимум при $M = -16.5$ в случае галактик типа SB. Дисперсия абсолютных величин центральных частей этих галактик равняется 2.5, а нормальных спиралей 5.3, т. е. светимости наблюдаемых и возможных ядер галактик с перемычкой находятся в более узком интервале.

Таким образом, существование перемычки связано с тем, что ядро имеет абсолютную яркость вблизи некоторого определенного значения. Невольно возникает предположение, что перемычки появляются лишь в тех галактиках, где ядро находится в определенном интервале состояний. Это, несомненно, можно рассматривать как свидетельство в пользу гипотезы о возникновении перемычки из ядра.

Тогда наблюдаемая небольшая дисперсия средних поверхностных яркостей перемычек может быть следствием возникновения самих перемычек из находящихся в определенном состоянии ядер.

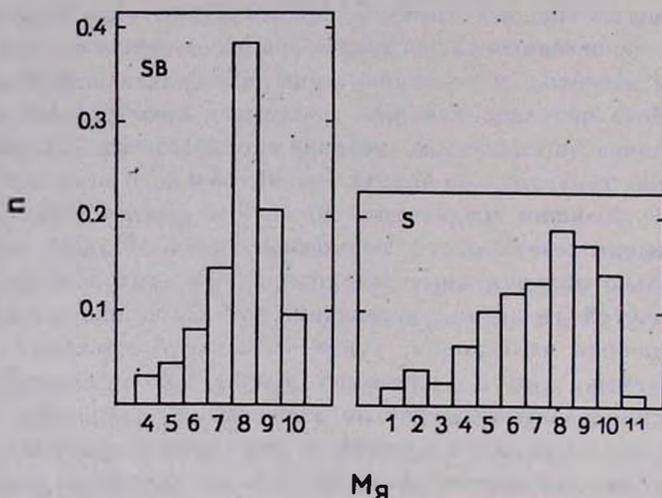


Рис. 2. Распределение галактик с перемычкой и нормальных спиральных галактик по абсолютным величинам ядерных областей. Цифры на оси абсцисс означают: 1) $M > -10$, 2) $-11 < M < -10$, 3) $-12 < M < -11$... 11) $-20 < M < -19$.

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну за постоянный интерес к работе и полезную дискуссию.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE SURFACE BRIGHTNESS OF THE BARS OF SPIRAL GALAXIES

A. T. KALLOGHLIAN

A direct photometric study of 30 barred spirals shows that the mean surface brightness of the majority of the bars has a small dispersion regardless of the subtypes of galaxies. Some differences in physical properties of nuclei of barred and normal spirals are noted. The existence of the bar is connected with the fact that the nucleus has an absolute brightness near a definite value ($M_{pg} = -16.5$). The

small dispersion of the surface brightness of the bars apparently is due to the fact that ejection of the bars occur from the nuclei which are at a definite physical stage.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. Т. Каллоляян, Сообщ. Бюр. обс., 33, 19, 1963.
2. А. Т. Каллоляян, Сообщ. Бюр. обс., 40, 15, 1969.
3. А. Т. Каллоляян, Н. Л. Каллоляян, *Астрофизика*, 3, 209, 1967.
4. А. Т. Каллоляян, Сообщ. Бюр. обс., 40, 3, 1969.
5. J. L. Seric, *Galaxias Australes*, Cordoba, Buenos Aires, 1968.
6. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, *Reference Catalogue of Bright Galaxies*, 1964.
7. А. Т. Каллоляян, ДАН АрмССР, 33, № 5, 1961.
8. G. O. Abell, *Ap. J.*, Suppl. ser., № 31, 1958.
9. V. A. Ambartsumian, *The Structure and Evolution of Galaxies*, Interscience Publ., London-New York-Sydney, 1965, p. 1.
10. J. L. Seric, M. Pastoriza, *P.A.S.P.*, 79, 152, 1967.
11. А. Т. Каллоляян, *Астрофизика*, 6, 683, 1970.
12. E. Holmberg, *Ark. Astr.*, B5, № 20, 1969.
13. А. Т. Каллоляян, Г. М. Товмасын, Сообщ. Бюр. обс., 36, 31, 1964.
14. Г. М. Товмасын, *Астрофизика*, 1, 197, 1965.
15. К. А. Саакян, *Астрофизика*, 4, 41, 1968.
16. С. Г. Искусдарян, *Астрофизика*, 4, 385, 1968.
17. К. А. Саакян, *Астрофизика*, 5, 593, 1969.

К ВОПРОСУ О СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ
ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ

О. В. ЧУМАК

Поступила 29 апреля 1970

Пересмотрена 26 декабря 1970

Обсуждается возможный механизм образования спиральной структуры у галактик с перемычкой. Перемычка рассматривается как механический источник, вызывающий в прилегающей к нему среде две бегущих волны плотности спиральной формы. Показано, что механической энергии бара достаточно для того, чтобы поддерживать такие колебания плотности в течение $4 \cdot 10^{10}$ лет.

Изучение крупномасштабных структур, которые часто наблюдаются в галактиках, в последнее время существенно продвинулось вперед в связи с интенсивным развитием волновой теории этого явления. Являясь в основе своей правильной, эта теория столкнулась, тем не менее, с серьезной трудностью, которая была сформулирована Линден-Беллом и Острикером [1] в виде „антиспиральной теоремы“. Суть этой трудности заключается в том, что неустойчивость, проявляющаяся в дисках, инвариантна относительно знака волнового вектора. Это приводит к тому, что наблюдаемые структуры невозможно объяснить неустойчивостью собственных мод. Шу [2], основываясь на собственных результатах, а также на работах других авторов, приходит к заключению, что выводы, подобные тем, которые следуют из „антиспиральной теоремы“, в линеаризованной теории получаются для всех тех собственных мод, для которых нет резонансов и которые получены при регулярных граничных условиях. Шу [2] поэтому делает вывод, что необходимо внимательно рассмотреть возможность того, что спиральная картина может быть результатом действия на диск некоторого неспецифического агента. Характер спиральной кар-

тины, считает Шу, указывает на то, что механизм возбуждения является внутренним по отношению к галактике.

Еще раньше к подобным выводам пришел Тоомре [3], также Джулиан и Тоомре [4]. В этих работах было изучено реагирование звездного диска на крупные комплексы межзвездной среды, которые двигаются по устойчивым орбитам. Было показано, что возмущения плотности, получающиеся в результате действия таких комплексов, могут быть достаточно мощными и протяженными, чтобы играть существенную роль в формировании галактических структур. Далее Тоомре [5] указывает, что спиральные волны могут быть следствием более существенных асимметрий плотности, которые часто имеют место в галактиках. В качестве последних он называет бароподобные или овальные конфигурации, которые часто бывает трудно обнаружить, но которые, тем не менее, могут играть существенную роль в возбуждении крупномасштабных волн.

Симкин [6] на однородной модели рассмотрел возмущение, вызываемое гравитирующей точкой, движущейся вокруг центра.

Целью настоящей работы является дальнейшее рассмотрение связи между асимметриями центральной плотности и спиральной картиной.

Центральные области спиральных галактик чрезвычайно разнообразны. Иногда ядро бывает вытянуто в одну сторону, причем вытянутый конец переходит в спираль. В других случаях ядро имеет форму иглы, концы которой переходят в спирали. Бывает и так, что центральное тело имеет значительно большее число отростков и т. п. Поскольку все эти несимметричные вращающиеся тела окружены, как правило, протяженной, более или менее однородной вращающейся средой, то естественно поставить вопрос, как реагирует среда на воздействие со стороны этих тел.

Пусть ось z цилиндрической системы координат совпадает с осью вращения такого несимметричного тела. Предельный радиус тела (в плоскости, перпендикулярной оси z) обозначим через a . Среда, окружающая тело, вращается однородно с угловой скоростью Ω , причем оси вращения тела и среды совпадают. Величины угловых скоростей среды и центрального тела не равны. Их разность обозначим через ω . Движения по оси z не рассматриваются. Тогда в гидродинамическом приближении в линейном случае получается следующее уравнение для возмущений:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} + (4\Omega^2 - 4\pi G\rho_0 - c^2\Delta) s = 0, \quad (1)$$

где $s = \delta\rho/\rho_0$, $\delta\rho$ — возмущение плотности, ρ_0 — ее равновесное значе-

ние, G — гравитационная постоянная, c — скорость звука, Δ — оператор Лапласа. Решение ищем в виде:

$$s(r, \varphi, t) = u(r) e^{in(\varphi - \omega t)}. \quad (2)$$

Для $u(r)$ в общем случае имеем выражение

$$u_n(r) = A_n J_n(k_n r) + B_n Y_n(k_n r), \quad (3)$$

где A_n и B_n — произвольные постоянные, $J_n(k_n r)$ и $Y_n(k_n r)$ — функции Бесселя первого и второго родов соответственно,

$$k_n = \left[\frac{(n\omega)^2 + 4\Omega^2 - 4\pi G \rho_n}{c^2} \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Если рассматривать бесконечную модель, то решение (3) при $r \rightarrow \infty$ должно удовлетворять условиям излучения

$$\begin{cases} \lim_{r \rightarrow \infty} u_n(r) = 0; \\ \lim_{r \rightarrow \infty} r \left(\frac{\partial u_n}{\partial r} - ik_n u_n \right) = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Эти условия выражают тот факт, что из бесконечности не приходит никаких волн, и что волны, идущие на бесконечность, обязательно должны уменьшать свою амплитуду, т. е. затухать. Обоснование этих условий для случая плоских задач, а также доказательство единственности решения граничной задачи с такими условиями хорошо известны.

Далее, при $r = a$ потребуем, чтобы относительная амплитуда волны становилась бы равной 1. Это требование естественно, поскольку при $r \leq a$ вступаем в область центрального тела, где амплитуда должна быть сравнима с самой плотностью.

Решение (3) удовлетворяет условиям (5) в том случае, если $B_n = iA_n$. Решение принимает вид:

$$s(r, \varphi, t) = A_n H_n^{(1)}(k_n r) e^{in(\varphi - \omega t)}, \quad (6)$$

где $H_n^{(1)}(k_n r)$ — функция Ханкеля. Поскольку при $r > a$ аргумент функции Ханкеля достаточно велик для того, чтобы пользоваться ее асимптотическим выражением, с учетом требования равенства (1) амплитуды при $r = a$, получаем

$$A_n = \left(\frac{\pi k_n a}{2} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Действительная часть решения запишется так:

$$s(r, \varphi, t) = \sqrt{\frac{a}{r}} \sin[k_n r + n(\varphi - \omega t) + \text{const}]. \quad (8)$$

Это решение описывает волочащиеся спирали Архимеда. Существуют два принципиальных требования к решению (8), без удовлетворения которых изложенная точка зрения не может считаться обоснованной. Первое заключается в том, что амплитуда волны в максимуме должна быть достаточно большой на расстояниях от центра—порядка одной—двух длин волн. Это требование связано с тем наблюдательным фактом, что до таких расстояний ветви существенно преобладают над фоном. Поскольку амплитуда убывает пропорционально \sqrt{r} , т. е. достаточно медленно, а длина волны вряд ли превышает $2a$, то начальные витки будут, по-видимому, достаточно мощными. Это означает, что решение (8) указывает на возможность проследить спираль на протяжении двух—трех оборотов. Это вполне приемлемо.

Второе требование заключается в том, что необходимо, чтобы кинетической энергии центрального тела хватило для того, чтобы достаточно длительно поддерживать такие спиральные волны. В качестве характерного примера рассмотрим „бар“. Если его аппроксимировать жестким стержнем длиной $2a$, а интенсивность J определять по формуле

$$J = P_0 \bar{\gamma} \bar{s} c_n, \quad (9)$$

где $c_n = n \cdot \omega / k_n$, а $\bar{s}^2 = |A_n|^2 / \pi k_n r$ при $r \rightarrow \infty$, то время T , в течение которого „бар“ будет возбуждать волны, равно

$$T = \frac{M \omega k_n a}{6 \pi \bar{\gamma} l \rho_0 \sigma^2 n}. \quad (10)$$

Здесь M —масса „бара“, σ —корень квадратный из средней дисперсии скоростей, l —эффективная толщина спиральной структуры. Эта формула получается из отношения кинетической энергии „бара“ K к силе источника L , то есть $T = K/L$. Причем $K = (1/6) M a^2 \omega^2$, $L = 2 \pi r l J$, а величина равновесного давления P_0 , входящая в (9), определялась так: $P_0 = \rho_0 \sigma^2$.

Формула (10) показывает, что оценка времени наиболее чувствительна к „температуре“ галактических дисков. К сожалению, нет пока надежных данных для дисперсии скоростей звезд в пересеченных галактиках, и поэтому сделать непосредственную оценку искомого времени затруднительно. Однако, если допустить, как это сделано

в (8), существование „бара“ у Галактики и предположить, что в нем сосредоточено 10% ее массы, то есть, что $M = 3 \cdot 10^{43}$ г, то можно оценить время T . Оно оказывается равным $\sim 4 \cdot 10^{10}$ лет, при следующих значениях остальных величин: $n = 2$, $\omega = 2 \cdot 10^{-15}$ сек $^{-1}$, $\rho_0 = 5 \cdot 10^{-24}$ г/см 3 , $l = 100$ пс, $\gamma = 5/3$, $\sigma = 20$ км/сек. Значение k_2 определялось по формуле (4).

Полученная оценка времени существования спиральной структуры кажется нам вполне приемлемой и, таким образом, второе требование также удовлетворено.

В заключение выражаю искреннюю благодарность Г. Г. Кузмину за всестороннее обсуждение работы и многочисленные ценные замечания.

Астрофизический институт
АН КазССР

ON THE SPIRAL STRUCTURE OF THE BARRED GALAXIES

O. V. CHUMAK

The possible mechanism of formation of the spiral structure in barred galaxies is discussed. A bar is regarded as a mechanical source which causes two density waves of spiral form in the near-by medium. It is shown that the mechanical energy of the bar is sufficient to keep such density oscillations during $4 \cdot 10^{10}$ years.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. D. Linden-Bell, J. D. Ostriker, M. N., 136, 273, 1967.
2. F. H. Shu, Ap. J., 160, p. 89; p. 99, 1970.
3. A. Toomre, Ap. J., 139, 1217, 1964.
4. W. H. Julian, A. Toomre, Ap. J., 146, 810, 1966.
5. A. Toomre, Ap. J., 158, 899, 1969.
6. S. M. Stiktn, Ap. J., 159, 463, 1970.
7. Д. Линдблад, сб. „Строение звездных систем“, ИЛ, М., 1962, стр. 118.

К ТЕОРИИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПЕРЕНОСА
ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ АНИЗОТРОПНОМ РАССЕЯНИИ

В. П. ГРИНИН

Поступила 22 октября 1970

Рассматривается нестационарная диффузия излучения в одномерной, анизотропно рассеивающей среде. Считается, что длительность пребывания кванта в среде обусловлена временем, в течение которого он находится в пути между рассеяниями

Для определения интенсивности выходящего излучения предлагается модификация вероятностного метода В. В. Соболева на случай анизотропного рассеяния. В случае полубесконечной среды для вероятностей выхода кванта из среды $p_j(\tau, u, x, \lambda)$, $j = 1, 2$, получены простые выражения через функции Бесселя I_0 и I_1 .

Приводится соотношение подобия, связывающее коэффициенты пропускания и отражения τ и ρ при любом x в интервале от 0 до 1 с соответствующими величинами при $x = 1/2$ (изотропное рассеяние).

Задачи о нестационарном свечении среды возникают при решении ряда астрофизических и геофизических проблем. Сначала подобные задачи рассматривались в предположении об изотропном рассеянии фотонов. Для этого случая В. В. Соболевым [1] были разработаны удобные методы решения, которые получили дальнейшее развитие в работах И. Н. Минина [2]. В последнее время выяснилась также необходимость решения нестационарных задач при анизотропном рассеянии, и этот случай рассматривался в ряде работ. В частности, в работах [3, 4] был исследован процесс отражения света одномерной анизотропно рассеивающей средой, освещаемой извне нестационарным источником. В этом же приближении можно указать простой способ, позволяющий найти интенсивность выходящего излучения для случая произвольного расположения источников света, находящихся как внутри среды, так и вне ее. Воспользуемся для этого вероятностным ме-

тодом, предложенным В. В. Соболевым [5] и ограничимся здесь рассмотрением случая полубесконечной среды.

Обозначим через $p_j(\tau, u)du$ вероятность того, что квант, летевший в направлении j ($j = 1, 2$) и поглощенный на оптической глубине τ в момент времени $u = 0$, выйдет из среды в интервале времени от u до $u + du$.

Если указанные величины известны, то интенсивность излучения, выходящего из среды, может быть вычислена по формуле

$$I(u) = \int_0^{\infty} d\tau \int_0^u \sum_i p_i(\tau, u - u') L_j(\tau, u') du', \quad (1)$$

где $L_j(\tau, u)$ — количество энергии, пришедшее непосредственно от источников света в направлении j и поглощенное на оптической глубине τ в момент времени u .

Примем, что длительность пребывания кванта в среде обусловлена временем, в течение которого он находится в пути между рассеяниями. Тогда вероятности $p_j(\tau, u)$ должны удовлетворять следующим интегральным уравнениям:

$$\begin{aligned} p_1(\tau, u) = & \lambda(1-x)\delta(u-\tau)e^{-\tau} + \\ & + \lambda(1-x) \int_0^{\tau} e^{-(\tau-\tau')} p_2(\tau', u-\tau+\tau') d\tau' + \\ & + \lambda x \int_{\tau}^{\infty} e^{-(\tau'-\tau)} p_1(\tau', u-\tau'+\tau) d\tau'. \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} p_2(\tau, u) = & \lambda x \delta(u-\tau) e^{-\tau} + \lambda x \int_0^{\tau} e^{-(\tau-\tau')} p_2(\tau', u-\tau+\tau') d\tau' + \\ & + \lambda(1-x) \int_{\tau}^{\infty} e^{-(\tau'-\tau)} p_1(\tau', u-\tau'+\tau) d\tau'. \end{aligned}$$

Здесь λ — вероятность выживания кванта при однократном рассеянии, x — вероятность переизлучения в первоначальном направлении, u — безразмерное время: $u = t/ac$, где a — объемный коэффициент поглощения, c — скорость света; индекс $j = 2$ соответствует направлению к границе.

К системе интегральных уравнений (2) применим оператор Лапласа по переменной u . Дифференцируя полученные уравнения дважды по τ , приходим к системе дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{1}{(1+s)^2} \frac{d^2 \bar{p}_1}{d\tau^2} &= \left(1 - \frac{\lambda x}{1+s}\right) \bar{p}_1 - \frac{\lambda(1-x)}{1+s} \bar{p}_2 - \\ &- \frac{\lambda x}{(1+s)^2} \frac{d \bar{p}_1}{d\tau} + \frac{\lambda(1-x)}{(1+s)^2} \frac{d \bar{p}_2}{d\tau}, \\ \frac{1}{(1+s)^2} \frac{d^2 \bar{p}_2}{d\tau^2} &= \left(1 - \frac{\lambda x}{1+s}\right) \bar{p}_2 - \frac{\lambda(1-x)}{1+s} \bar{p}_1 + \\ &+ \frac{\lambda x}{(1+s)^2} \frac{d \bar{p}_2}{d\tau} - \frac{\lambda(1-x)}{(1+s)^2} \frac{d \bar{p}_1}{d\tau} \end{aligned} \quad (3)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \bar{p}_1(0, s) \left(1 - \frac{\lambda x}{1+s}\right) - \frac{1}{1+s} \left. \frac{d \bar{p}_1}{d\tau} \right|_{\tau=0} + \frac{\lambda(1-x)}{1+s} \bar{p}_2(0, s) &= 2\lambda(1-x) \\ \bar{p}_2(0, s) \left(1 + \frac{\lambda x}{1+s}\right) - \frac{1}{1+s} \left. \frac{d \bar{p}_2}{d\tau} \right|_{\tau=0} + \frac{\lambda(1-x)}{1+s} \bar{p}_1(0, s) &= 2\lambda x \\ \bar{p}_1(\infty, s) = \bar{p}_2(\infty, s) &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Непосредственно из вида уравнений (3) и граничных условий (4) следует, что лапласовские образы \bar{p}_j должны удовлетворять соотношению:

$$\bar{p}_j(\tau, s, x, \lambda) = i \bar{p}_j \left(\tau \lambda, \frac{s+1-\lambda}{\lambda}, x, 1 \right). \quad (5)$$

Переходя к оригиналам p_j , отсюда получаем соотношение подобия

$$p_j(\tau, u, x, \lambda) = \lambda^2 e^{-(1-\lambda)u} p_j(\tau \lambda, u \lambda, x, 1), \quad (6)$$

которое позволяет ограничиться нахождением вероятностей p_j при $\lambda = 1$. Следует отметить, что соотношение, аналогичное (6), было получено ранее в работе Кушера и Цвейфеля [6] для случая изотропного рассеяния.

Решение системы (3) с учетом граничных условий (4) при $\lambda = 1$ имеет следующий вид:

$$\bar{p}_1(\tau, s, x, 1) = \left(1 + (s - k) \frac{x}{1 - x}\right) e^{-k\tau}$$

$$\bar{p}_2(\tau, s, x, 1) = (1 + s - k) e^{-k\tau}, \quad (7)$$

где $k = \sqrt{s(s + 2(1 - x))}$. (8)

Обращая функции \bar{p}_j методом контурного интегрирования (предварительно выделив из них δ -функцию), получаем при $u > \tau$:

$$p_1(\tau, u, x, 1) = (1 - x) \delta(u - \tau) e^{-(1-x)\tau} +$$

$$+ (1 - x)^2 e^{-u(1-x)} \left\{ \frac{x}{1 - x} I_0(z) \frac{\tau}{u + \tau} + \right.$$

$$\left. + \frac{I_1(z)}{z} \left[(1 - x)\tau + \frac{x}{1 - x} \frac{u - \tau}{u + \tau} \right] \right\} \quad (9)$$

$$p_2(\tau, u, x, 1) = x \delta(u - \tau) e^{-\tau(1-x)} +$$

$$+ (1 - x)^2 e^{-u(1-x)} \left\{ I_0(z) \frac{\tau}{u + \tau} + \frac{I_1(z)}{z} \left[x\tau + \frac{u - \tau}{u + \tau} \right] \right\}$$

и $p_1 = p_2 = 0$ при $u < \tau$.

Здесь I_0 и I_1 — функции Бесселя чисто мнимого аргумента, $z = (1 - x) \sqrt{u^2 - \tau^2}$.

Обозначая через $p(\tau, u, 1/2, 1)$ вероятность выхода кванта для случая изотропного рассеяния, из (9) находим при $x = 1/2$:

$$p(\tau, u, 1/2, 1) = \frac{1}{2} \delta(u - \tau) e^{-\frac{\tau}{2}} +$$

$$+ \frac{1}{2} e^{-\frac{u}{2}} \left\{ \frac{1}{2} I_0\left(\frac{1}{2} \sqrt{u^2 - \tau^2}\right) \frac{\tau}{u + \tau} + \right.$$

$$\left. + \frac{I_1\left(\frac{1}{2} \sqrt{u^2 - \tau^2}\right)}{\sqrt{u^2 - \tau^2}} \left(\frac{u - \tau}{u + \tau} + \frac{\tau}{2} \right) \right\}. \quad (10)$$

Ранее В. В. Соболевым [5] для этой величины было получено другое выражение:

$$\begin{aligned}
 p(\tau, u, 1/2, 1) &= \frac{1}{2} \delta(u - \tau) e^{-\frac{\tau}{2}} + \\
 &+ \frac{1}{\pi} \int_0^1 e^{-1(1-y)u} (y \sin \pi \sqrt{y(1-y)} + \\
 &+ \sqrt{y(1-y)} \cos \tau \sqrt{y(1-y)}) dy.
 \end{aligned} \tag{11}$$

Отметим простые асимптотические формулы, которые получаются из (9) при $z \gg 1$:

$$\begin{aligned}
 p_1(\tau, u, x, 1) &= \frac{(1-x)^2}{\sqrt{2\pi z}} e^{-s-u(1-x)} \times \\
 &\times \left[\frac{\tau}{u+\tau} \frac{x}{1-x} + \frac{1}{z} \left(\frac{u-\tau}{u+\tau} \frac{x}{1-x} + \tau(1-x) \right) + O(z^{-2}) \right] \\
 p_2(\tau, u, x, 1) &= \frac{(1-x)^2}{\sqrt{2\pi z}} e^{-s-u(1-x)} \times \\
 &\times \left[\frac{\tau}{u+\tau} + \frac{1}{z} \left(\frac{u-\tau}{u+\tau} + \tau x \right) + O(z^{-2}) \right].
 \end{aligned} \tag{12}$$

Полагая здесь $u \gg \tau \gg 1$, получим

$$p_1(\tau, u, x, 1) = \frac{\tau}{u} \sqrt{\frac{1-x}{2\pi u}} e^{-\frac{(1-x)^2}{2u}} = p_2(\tau, u, x, 1) + O(\tau^{-1}). \tag{13}$$

Этот результат означает, что в рассматриваемой области ($u \gg \tau \gg 1$) поле излучения на границе среды практически не зависит от направления, в котором излучают первичные источники света, находящиеся на глубине τ .

Таким образом, соотношения (9)–(12) позволяют путем интегрирования по формуле (1) рассчитать свечение среды при произвольном расположении источников света. В некоторых случаях это делается весьма просто. Например, если среда освещается мгновенным изотропным источником единичной мощности, расположенным на глубине τ , то, согласно (1), при $u > \tau$

$$I(u, x, \tau) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau} e^{-(\tau-\tau')} p_2(\tau', u + \tau' - \tau) d\tau' + \frac{1}{2} \int_{\tau}^{\infty} e^{-(\tau'-\tau)} p_1(\tau', u - \tau' + \tau) d\tau', \quad (14)$$

откуда с учетом (2) следует

$$I(u, x, \tau) = \frac{1}{2} \left(\sum_j p_j(\tau, u, x, 1) - \delta(u - \tau) e^{-\tau} \right). \quad (15)$$

Из формул (9) замечаем, что

$$\sum_j p_j(\tau, u, x, 1) = 4(1-x) \rho(2\tau(1-x), 2u(1-x), 1/2, 1). \quad (16)$$

Поэтому окончательно при $\lambda = 1$

$$I(u, x, \tau) = \frac{1}{2} [p(2(1-x)\tau, 2(1-x)u, 1/2, 1) - \delta(u - \tau) e^{-\tau}]. \quad (17)$$

Из этого соотношения следует, что для нахождения интенсивности излучения, выходящего из анизотропно рассеивающей среды, в случае изотропных источников, в принципе, достаточно знать лишь вероятность выхода кванта при изотропном рассеянии.

В частности, если источник находится на границе, то интенсивность $I(u, x, 0)$ в этом случае совпадает с вероятностью отражения кванта $\rho(u, x)$ [5]. Из (10) и (17) при $\tau = 0$ получаем

$$\rho(u, x) = \frac{1}{u} e^{-(1-x)u} I_1((1-x)u). \quad (18)$$

Последнее выражение было найдено ранее [3] другим способом.

В заключение отметим, что полученные выше результаты легко обобщаются на случай среды конечной оптической толщины τ_0 . Оказывается, что в этом случае при $\lambda = 1$ для вероятностей отражения и пропускания имеет место соотношение подобия:

$$\begin{aligned} \rho(u, x, \tau_0) &= 2(1-x) \rho(2(1-x)u, 1/2, 2(1-x)\tau_0) \\ \sigma(u, x, \tau_0) &= 2(1-x) \sigma(2(1-x)u, 1/2, 2(1-x)\tau_0), \end{aligned} \quad (19)$$

которое позволяет использовать аналогичные величины для случая изотропного рассеяния, предварительно заменив в них значения u и τ_0 на эффективные значения $2(1-x)u$ и $2(1-x)\tau_0$.

В пределе, при $\tau_0 \rightarrow \infty$, $\varepsilon \rightarrow 0$, $\rho(u, x, \tau_0) \rightarrow \rho(u, x)$, и в этом случае, согласно (10), имеем

$$\rho(u, x) = 2(1-x)\rho(2(1-x)u, 1/2). \quad (20)$$

Последнее соотношение можно также получить непосредственно из формулы (18).

Крымская астрофизическая
обсерватория

ON THE THEORY OF NONSTATIONARY RADIATION TRANSFER FOR ANISOTROPIC SCATTERING

V. P. GRININ

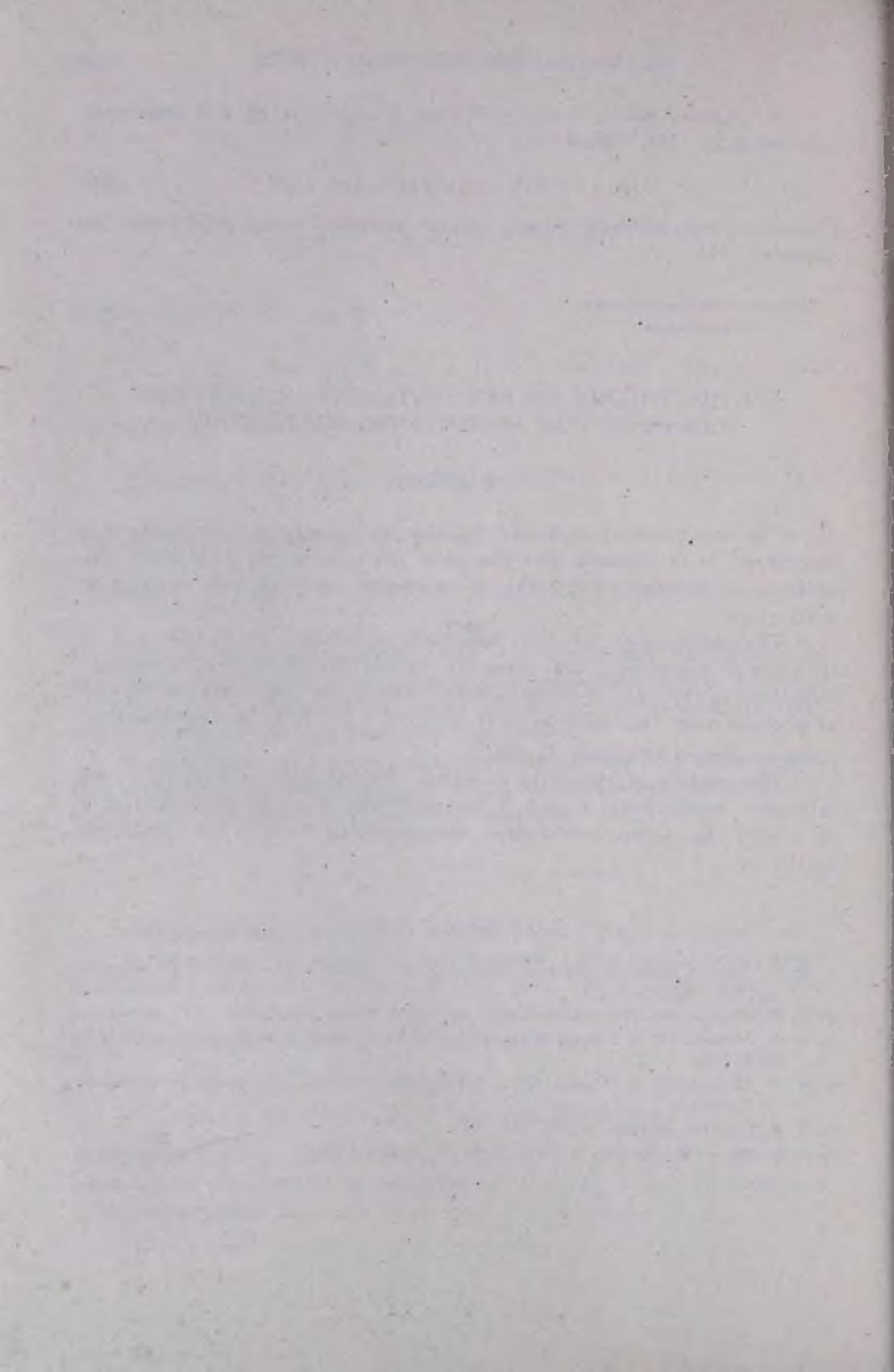
The nonstationary radiation transfer in homogenous atmosphere is considered. It is assumed that the mean lifetime of photons inside the medium is determined by the time interval between two subsequent scatterings.

The modification of the Sobolev's probability method is used in the case of anisotropic scattering to obtain the intensity of emergent radiation. In the case of semi-infinite medium the probabilities of exit of photons from the medium $p_j(\tau, u, x, \lambda)$, ($j = 1, 2$) are expressed in terms of Bessel functions I_0 and I_1 .

The relation of similarity is given connecting the transparency and reflaction coefficients ε and ρ for arbitrary x in the interval from 0 to 1 with the same coefficients corresponding to $x = 1/2$ (isotropic scattering).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
2. И. Н. Минин, Сб. "Теория звездных спектров", Наука, М., 1966.
3. А. П. Иванов, И. Л. Кацев, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 3, № 7, 1967.
4. А. П. Иванов, И. Л. Кацев, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 4, № 7, 1968.
5. В. В. Соболев, Астрон. ж., 28, 355, 1951.
6. I. Kusser, P. F. Zweifel, J. Math. Phys., 6, No. 7, 1965.



К ВОПРОСУ О ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ
ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

В. П. ГРИНИН, Х. ДОМКЕ

Поступила 8 февраля 1971

Рассматривается задача о диффузном отражении света точечного источника (вспышки) полубесконечной плоскопараллельной атмосферой холодного карлика. Предполагается, что в атмосфере происходит молекулярное (релеевское) рассеяние и истинное поглощение.

Параметры Стокса усредненного по азимуту отраженного излучения выражаются через H -матрицу для случая релеевского рассеяния.

Вычислена степень поляризации отраженного излучения P и суммарного излучения (включающего прямое излучение вспышки) P_s в зависимости от косинуса угла отражения μ и вероятности выживания кванта λ . Максимальное значение $P_{s, \max} = 4.1\%$ достигается при $\lambda = 1$ и $\mu = 0.3$. Обсуждается зависимость степени поляризации P_s от длины волны.

В последнее время рядом авторов [1—4] были произведены поляриметрические наблюдения звезд типа UV Cet в моменты вспышек. Согласно сообщениям [1, 3], во время некоторых вспышек наблюдалось повышение степени поляризации на один—два процента. Это явление можно рассматривать, с одной стороны, как следствие частичной поляризации собственного излучения отдельных вспышек. В этом случае состояние поляризации (зависимость степени поляризации от длины волны и т. д.) должно, очевидно, определяться непосредственно механизмом генерации их излучения. С другой стороны, поскольку звезды типа UV Cet являются холодными карликами, то указанное выше изменение поляризации света может быть обусловлено молекулярным рассеянием излучения вспышек в их атмосферах.

В настоящей заметке рассматривается следующая модель вспышки. Считается, что вспышка происходит над атмосферой холодного карлика и представляет собой компактное образование, характерные раз-

меры которого и расстояние от поверхности звезды значительно меньше ее радиуса. В этом случае излучение, приходящее к наблюдателю, включает в себя наряду с прямым излучением вспышки излучение, диффузно отраженное атмосферой звезды. Следовательно, расчет состояния поляризации суммарного излучения (которое зависит от положения вспышки на диске звезды и оптических свойств атмосферы) сводится к определению параметров Стокса излучения точечного источника, отраженного полубесконечной атмосферой.

1. *Постановка задачи.* Рассмотрим задачу об отражении света плоскопараллельной атмосферой, освещаемой извне точечным источником (вспышкой) при следующих предположениях: свет вспышки неполяризован, атмосфера звезды — двухкомпонентная. Причем, одна из компонент рассеивает свет по закону Релея (в атмосферах холодных звезд это может быть молекула H_2 [5]). Вторая компонента (отрицательный ион водорода H^-) поглощает свет изотропно и независимо от поляризации.

Поскольку мощность вспышки меняется с течением времени, взаимодействие нестационарного излучения с веществом атмосферы приводит, вообще говоря, к нарушению условия лучистого равновесия и, следовательно, к необходимости решения указанной задачи методами нестационарной теории переноса излучения. Однако специфика условий, имеющих место в атмосферах холодных карликов, позволяет в некоторых случаях ограничиться решением соответствующей стационарной задачи. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим подробнее процессы взаимодействия излучения с веществом атмосферы.

Рассеяние излучения на молекулах происходит практически безинерционно. Кроме того, можно показать, что время, в течение которого излучение находится в пути между рассеяниями, пренебрежимо мало по сравнению с характерным временем изменения блеска вспышек. Поэтому взаимодействие излучения с веществом первой компоненты не вызывает отклонений от лучистого равновесия. Наряду с этим релеевское рассеяние происходит без изменения частоты излучения.

Иначе обстоит дело при взаимодействии излучения с веществом второй компоненты (H^-). Здесь процесс поглощения и последующего переизлучения происходит с некоторой задержкой во времени, определяемой средним временем пребывания кванта в поглощенном состоянии. Как показывают оценки [6], последняя величина в атмосферах холодных карликов может быть того же порядка, что и характерное время изменения блеска вспышек, и это является основной причиной

приводящей к нарушению лучистого равновесия. Вместе с тем, в этом случае при рассеянии фотонов происходит изменение их частоты так, что уже после одного рассеяния энергетический спектр излучения имеет температуру, близкую к температуре вещества атмосферы. А так как эффективные температуры холодных карликов $T_{\text{эфф}} \approx 2500-3000$, то подавляющая часть излучения, поглощенного веществом второй компоненты, переизлучается в инфракрасной области спектра.

Следовательно, можно принять, что взаимодействие излучения вспышки с веществом атмосферы состоит из рассеяния и истинного поглощения. Если τ — коэффициент рассеяния, а κ — коэффициент поглощения отрицательным ионом водорода, то величина $\lambda_v = \tau / (\kappa + \tau)$ эквивалентна вероятности выживания фотона при однократном рассеянии.

Предположим далее, что λ_v не меняется с глубиной в атмосфере и ограничимся случаем предельно слабых вспышек (последнее ограничение дает возможность пренебречь изменениями параметра λ_v в результате температурного возмущения атмосферы). Тогда для нахождения энергии отраженного излучения и степени его поляризации необходимо решить стационарную задачу о диффузном отражении света точечного источника полубесконечной плоскопараллельной атмосферой. В настоящей работе это делается путем обобщения вероятностного метода, развитого В. В. Соболевым [7] для скалярной теории переноса, на случай поляризованного излучения. При этом энергия отраженного излучения и степень его поляризации выражаются при помощи обобщенных Н-функций-матриц. Такие матрицы недавно были табулированы в работах [8] и [9] для случая релеевского рассеяния.

2. *Диффузное отражение поляризованного излучения.* В дальнейшем рассматривается усредненное по азимуту поле линейно поляризованного излучения. Согласно Чандрасекару [10], в этом случае для описания поля излучения достаточно двумерного вектора Стокса $\vec{I}(\tau, \mu) (I_l, I_r)$, зависящего от оптической глубины τ и от косинуса угла μ распространения относительно внешней нормали к слоям.

Если на рассеивающую частицу падает по направлению μ' внутри телесного угла $d\omega'$ излучение, описываемое вектором Стокса, интенсивности $\vec{I}(\mu')$, то излучение, рассеянное в направлении μ внутри телесного угла $d\omega$, описывается вектором Стокса

$$\frac{\sigma_v}{4\pi} \vec{P}(\mu, \mu') \vec{I}(\mu') d\omega' d\omega. \quad (1)$$

Здесь τ — коэффициент рассеяния частицы, а $\hat{P}(\mu, \mu')$ — фазовая матрица. Она представима в случае релеевского рассеяния в виде

$$\hat{P}(\mu, \mu') = \hat{A}_1(\mu) \hat{A}_2(\mu'), \quad (2)$$

где

$$\hat{A}_1(\mu) = \begin{pmatrix} 1 - \mu^2 & \mu^2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{A}_2 = \hat{B} \hat{A}_1^T(\mu),$$

и

$$\hat{B} = \frac{3}{4} \begin{pmatrix} 2 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Отметим, что представление в форме (2) возможно также для более общего случая молекулярного или резонансного рассеяния [10, гл. I]. Тогда лишь матрица \hat{B} заменяется матрицей

$$\hat{B}_{\text{mol}} = C \frac{3}{4} \begin{pmatrix} 2 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{1-C}{4} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь $(1-C)$ характеризует деполяризацию при элементарном акте рассеяния.

По аналогии с понятием вероятности выхода кванта из среды [7] введем оператор выхода энергии поляризованного излучения. Пусть на оптической глубине плоскопараллельной среды τ поглощается излучение, падающее по направлению μ_0 . Распределение поглощенной энергии по состояниям поляризации l и r описываем вектором $\vec{E}_0(E_l, E_r)$. Тогда энергия излучения, выходящего из среды после многократного рассеяния по направлению μ внутри телесного угла $d\omega$, определяется соотношением

$$\vec{E}(\mu) d\omega = \hat{P}(\tau, \mu, \mu_0) \vec{E}_0 d\omega, \quad (4)$$

где $\hat{P}(\tau, \mu, \mu_0)$ — оператор выхода энергии излучения из среды. Так же, как и в [7], для него можно получить интегральное уравнение

$$\begin{aligned} \hat{P}(\tau, \mu, \mu_0) &= \frac{\lambda}{4\pi} \hat{P}(\mu, \mu_0) e^{-\tau/\lambda_0} + \\ &+ \frac{\lambda}{2} \int_0^\infty dt \int_0^1 \frac{d\mu'}{\mu'} \hat{P}(t, \mu, \mu') e^{-|t-\tau|/\lambda'} \hat{P}(\mu', \mu_0). \end{aligned} \quad (5)$$

Используя представление (2) фазовой матрицы, отсюда находим

$$\hat{P}(\tau, \mu, \mu_0) = \frac{\lambda}{4\pi} \hat{A}_1(\mu) \hat{S}^+(\tau, \mu) \hat{A}_2(\mu_0), \quad (6)$$

где $\hat{S}^+(\tau, \mu)$ удовлетворяет уравнению

$$\hat{S}^+(\tau, \mu) = \frac{\lambda}{2} \int_0^\infty \hat{S}^+(t, \mu) \hat{K}(|t - \tau|) dt + \hat{E}e^{-\tau/\mu}. \quad (7)$$

Здесь

$$\hat{K}(\tau) = \int_0^1 \frac{d\mu}{\mu} \hat{\psi}(\mu) e^{-\tau/\mu}, \quad \hat{\psi}(\mu) = \hat{A}_2(\mu) \hat{A}_1(\mu), \quad (8)$$

а \hat{E} — единичная матрица.

Введем операцию „+“ на любой матрице \hat{A} , определяемую соотношением

$$\hat{A}^+ = \hat{B} \hat{A}^T \hat{B}^{-1}, \quad (9)$$

где T обозначает транспонирование. Тогда имеем $\hat{K}^+ = \hat{K}$. Обозначим $(\hat{S}^+)^+ = \hat{S}$. Применяя операцию „+“ к уравнению (7), с учетом этого получаем

$$\hat{S}(\tau, \mu) = \frac{\lambda}{2} \int_0^\infty \hat{K}(|\tau - t|) \hat{S}(t, \mu) dt + \hat{E}e^{-\tau/\mu}. \quad (10)$$

Обозначим через $\hat{H}(\mu) = \hat{S}(0, \mu)$ и $\hat{H}^+(\mu) = \hat{S}^+(0, \mu)$. Точно так же, как и в скалярной теории [7, 11, 12, 14], можно получить соотношение

$$\int_0^\infty \hat{S}^+(\tau, \mu) e^{-\tau/\mu_0} d\tau = \mu\mu_0 \frac{\hat{H}^+(\mu) \hat{H}(\mu_0)}{\mu + \mu_0}, \quad (11)$$

а также нелинейное интегральное уравнение для определения функции $\hat{H}^+(\mu)$:

$$\hat{H}^+(\mu) = E + \frac{\lambda}{2} \mu \hat{H}^+(\mu) \int_0^1 \frac{\hat{H}(\mu') \hat{\psi}(\mu')}{\mu + \mu'} d\mu'. \quad (12)$$

Уравнение для $\hat{H}(\mu)$ получается применением операции „+“ к уравнению (12).

С учетом этого задача о диффузном отражении света, падающего по направлению μ_0 на границу атмосферы, решается следующим образом. Вспоминая определение оператора $\hat{P}(\tau, \mu, \mu_0)$ для вектора Стокса $\vec{I}(0, \mu, \mu_0)$ отраженного излучения можно написать

$$\vec{I}(0, \mu, \mu_0) = \int_0^{\infty} \frac{d\tau}{\mu} \hat{P}(\tau, \mu, \mu_0) e^{-\tau/\mu} \vec{F}. \quad (13)$$

Здесь \vec{F} — параметры Стокса падающего света.

Отсюда, принимая во внимание (6) и (11), получаем

$$\vec{I}(0, \mu, \mu_0) = \hat{\rho}(\mu, \mu_0) \mu_0 \vec{F}, \quad (14)$$

где $\hat{\rho}(\mu, \mu_0)$ — матрица диффузного отражения, имеющая вид

$$\hat{\rho}(\mu, \mu_0) = \frac{\lambda}{4} \hat{A}_1(\mu) \frac{\hat{H}(\mu) \hat{H}(\mu_0)}{\mu + \mu_0} \hat{A}_2(\mu_0). \quad (15)$$

Эквивалентные результаты для матрицы диффузного отражения при релеевском рассеянии были получены другими способами в работах [8] и [12].

3. *Диффузное отражение света точечного источника.* Излучение точечного источника, находящегося над атмосферой, описываем вектором Стокса $L/4\pi \vec{a}(\mu)$. Тогда полная энергия излучения, приходящего по направлению μ от источника и поглощенного в слое $(r, r+d\tau)$, дается вектором Стокса $L/2 (a e^{-r/\mu}) d\tau/\mu$. Учитывая это, а также определение оператора выхода энергии $\hat{P}(\tau, \mu, \mu')$, для вектора энергии полного излучения, отраженного атмосферой по направлению μ внутри единичного телесного угла, можем написать

$$\vec{E}(\mu) = \frac{L}{2} \int_0^{\infty} d\tau \int_0^1 \frac{d\mu'}{\mu'} \hat{P}(\tau, \mu, \mu') \vec{a}(\mu') e^{-\tau/\mu}, \quad (16)$$

или с учетом (13) и (14)

$$\vec{E}(\mu) = \mu \frac{L}{2\pi} \int_0^1 d\mu' \hat{\rho}(\mu, \mu') \vec{a}(\mu'). \quad (17)$$

Если излучение источника изотропно и неполяризовано, то в этом случае

$$\vec{a} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

так что

$$\hat{A}_1(\mu) \vec{a} = \vec{a}, \quad (19)$$

и вектор энергии \vec{E} выражается непосредственно через \hat{H}^+ -матрицу. Действительно, подставляя (19) в (17) и используя (15), а также интегральное уравнение (12), находим искомую формулу

$$\vec{E}(\mu) = \frac{L}{8\pi} \left\{ \hat{A}_1(\mu) \hat{H}^+(\mu) - \hat{E} \right\} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

В работе [8] были составлены таблицы матрицы $\hat{N}(\mu) = (\sqrt{3}/2) \hat{A}_1(\mu) \hat{H}(\mu) \hat{D}$ для релейского рассеяния (при $\lambda = 0.25, 0.5, 0.75, 1.0$), здесь матрица \hat{D} имеет вид

$$\hat{D} = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{2} \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (21)$$

При помощи \hat{N} -матрицы наш результат перепишем в форме

$$\vec{E}(\mu) = \frac{L}{8\pi} \left\{ \frac{2}{\sqrt{3}} \hat{N}(\mu) \hat{D}^{-1} - \hat{E} \right\} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Более обширные таблицы имеются в работе Ж. Ленобля [5]. Там табулирована матрица

$$\hat{H}_M(\mu) = \hat{D}^{-1} \hat{H}^+(\mu) \hat{D}, \quad (23)$$

которая является H -матрицей относительно симметричной факторизации фазовой матрицы. Вектор \vec{E} выражается через $\hat{H}_M(\mu)$ в виде

$$\vec{E}(\mu) = \frac{L}{8\pi} \left\{ \hat{A}_1(\mu) \hat{D} \hat{H}_M(\mu) \hat{D}^{-1} - \hat{E} \right\} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (24)$$

или в развернутой форме:

$$E_s(\mu) = \frac{L}{8\pi} \left\{ \mu^2 \left[H_{M1}(\mu) + \frac{1}{\sqrt{2}} H_{M2}(\mu) \right] + (1 - \mu^2) \left[H_{M4}(\mu) + \sqrt{2} H_{M3}(\mu) \right] - 1 \right\}, \quad (25)$$

$$E_r(\mu) = \frac{L}{8\pi} \left[H_{M1}(\mu) + \frac{1}{\sqrt{2}} H_{M2}(\mu) - 1 \right].$$

Степень поляризации отраженного излучения находим по формуле

$$P = \frac{E_s - E_r}{E_s + E_r}. \quad (26)$$

В наблюдаемое излучение входит также прямое излучение от источника. Поэтому степень поляризации суммарного излучения определяется формулой

$$P_s = \frac{E_s - E_r}{E_s + E_r + \frac{L}{4\pi}}. \quad (27)$$

4. *Поляризация вспышки.* Используя приведенные выше формулы (22) и (25) и указанные таблицы, мы получили степень поляризации P и P_s в зависимости от μ и λ (табл. 1, 2). Как следует из табл. 1, степень поляризации P отраженного излучения сравнительно слабо зависит от λ , достигая максимума при $\lambda \approx 0.9$. У края диска звезды P максимально, но из-за эффекта проекции энергия отраженного излучения в этом случае очень мала. Значение P при $\mu \rightarrow 0$ получаем, используя выражение

$$\hat{H}_M(\mu) = \hat{E} + \frac{3}{8} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 2 \end{pmatrix} \mu \ln \mu + O(\mu), \quad (28)$$

которое находим из уравнения (12). С учетом (25) и (26) это дает

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} P(\mu, \lambda) = \frac{1}{3}. \quad (29)$$

Степень поляризации P_s наблюдаемого излучения, как это видно из табл. 2, гораздо сильнее зависит от λ и равна нулю на краю и в центре диска звезды. Максимальное значение $P_{s, \max} = 4.1\%$ достигается при $\mu = 0.3$ и $\lambda = 1$ (что соответствует расстоянию вспышки от центра диска, равному приблизительно 0.95 радиуса звезды). В предположении равномерного распределения вспышек на диске звезды по-

лучаем среднее значение \bar{P}_s наблюдаемой степени поляризации (табл. 2; последняя строчка).

Таблица 1

| | | P (%) | | | | | | | |
|-----------|-------|---------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| λ | μ | 0.2 | 0.4 | 0.5 | 0.6 | 0.7 | 0.8 | 0.9 | 1.0 |
| 0.0 | | 33.33 | 33.33 | 33.33 | 33.33 | 33.33 | 33.33 | 33.33 | 33.33 |
| 0.1 | | 16.68 | 17.23 | 17.39 | 17.53 | 17.65 | 17.75 | 17.53 | 14.69 |
| 0.2 | | 13.56 | 13.95 | 14.17 | 14.39 | 14.62 | 14.85 | 14.80 | 12.15 |
| 0.3 | | 11.05 | 11.57 | 11.82 | 12.08 | 12.37 | 12.61 | 12.70 | 10.27 |
| 0.4 | | 9.15 | 9.56 | 9.80 | 10.12 | 10.40 | 10.66 | 10.81 | 8.57 |
| 0.5 | | 7.36 | 7.80 | 8.02 | 8.32 | 8.59 | 8.85 | 9.02 | 7.05 |
| 0.6 | | 5.74 | 6.13 | 6.33 | 6.59 | 6.84 | 7.09 | 7.27 | 5.59 |
| 0.7 | | 4.21 | 4.54 | 4.72 | 4.92 | 5.14 | 5.36 | 5.51 | 4.17 |
| 0.8 | | 2.80 | 3.02 | 3.14 | 3.28 | 3.44 | 3.61 | 3.73 | 2.78 |
| 0.9 | | 1.40 | 1.50 | 1.57 | 1.65 | 1.73 | 1.82 | 1.89 | 1.39 |
| 1.0 | | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 |

Таблица 2

| | | P_s (%) | | | | | | | |
|-----------------|-------|-----------|------|------|------|------|------|------|------|
| λ | μ | 0.2 | 0.4 | 0.5 | 0.6 | 0.7 | 0.8 | 0.9 | 1.0 |
| 0.0 | | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 |
| 0.1 | | 0.44 | 0.96 | 1.25 | 1.56 | 1.90 | 2.30 | 2.73 | 3.06 |
| 0.2 | | 0.52 | 1.15 | 1.50 | 1.91 | 2.35 | 2.89 | 3.49 | 3.90 |
| 0.3 | | 0.52 | 1.16 | 1.53 | 1.95 | 2.44 | 3.01 | 3.68 | 4.10 |
| 0.4 | | 0.49 | 1.09 | 1.44 | 1.85 | 2.32 | 2.89 | 3.57 | 3.94 |
| 0.5 | | 0.43 | 0.96 | 1.28 | 1.66 | 2.09 | 2.62 | 3.26 | 3.57 |
| 0.6 | | 0.35 | 0.80 | 1.08 | 1.40 | 1.78 | 2.24 | 2.81 | 3.05 |
| 0.7 | | 0.27 | 0.62 | 0.84 | 1.09 | 1.40 | 1.77 | 2.24 | 2.41 |
| 0.8 | | 0.18 | 0.43 | 0.58 | 0.76 | 0.97 | 1.24 | 1.57 | 1.68 |
| 0.9 | | 0.10 | 0.22 | 0.30 | 0.39 | 0.50 | 0.64 | 0.82 | 0.87 |
| 1.0 | | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 |
| \bar{P}_s (%) | | 0.34 | 0.75 | 1.00 | 1.28 | 1.61 | 2.00 | 2.46 | 2.71 |

Поскольку всегда $E_e > E_r$, направление преимущественных колебаний электрического вектора совпадает с направлением от центра диска к вспышке.

Зная зависимость отношения коэффициента рассеяния к полному коэффициенту непрозрачности как функцию частоты, можно найти степень поляризации в разных участках спектра. В качестве примера такая зависимость была получена (рис. 1) с использованием данных о коэффициенте непрозрачности для атмосферы с $T_{эфф} = 2500^\circ$ и $\lg g = 5$ [5]. (Эти данные относятся к оптической глубине $\tau \approx \tau_{эфф}$). Поскольку релеевское рассеяние преобладает в ультрафиолетовой части спектра, а $P_s(\mu, \lambda)$ максимально при $\lambda = 1$, то степень поляризации также максимальна в этой области спектра. С увеличением длины волны P_s довольно быстро уменьшается и в видимой области спектра составляет лишь доли процента.

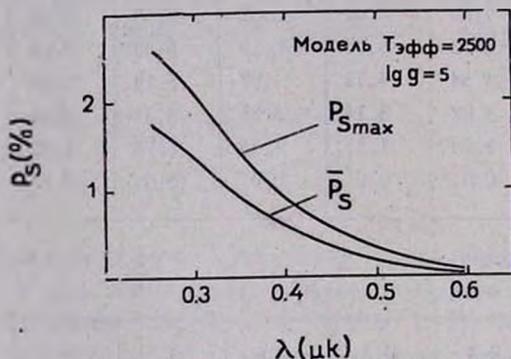


Рис. 1. Максимальная степень поляризации $P_{s_{max}}$ и средняя степень поляризации \bar{P}_s суммарного излучения в зависимости от длины волны λ .

Далее, как показывает анализ, вклад релеевского рассеяния в полный коэффициент непрозрачности [13] при низких температурах определяется в первую очередь температурой вещества и в значительно меньшей степени газовым давлением. Согласно [13] при $T \gtrsim 3000^\circ$ вклад релеевского рассеяния в полный коэффициент непрозрачности в видимой области спектра практически равен нулю. С уменьшением температуры отношение $\sigma_v/(\sigma_v + \sigma_r)$ быстро растет, и при $T \lesssim 2000^\circ$ рассеяние на молекулах H_2 является основным источником непрозрачности в рассматриваемом интервале длин волн.

Соответствующим образом меняется степень поляризации излучения вспышек, что отражено на графике (рис. 2), где приведены кривые $P_s(\mu = 0.3)$, построенные на основе результатов работы [13] для двух крайних случаев: $T = 2100^\circ, 2800^\circ$ и $\lg P_g = 5$.

Таким образом, если предположение о локальной структуре вспышек звезд типа UV Cet справедливо, то можно ожидать заметную

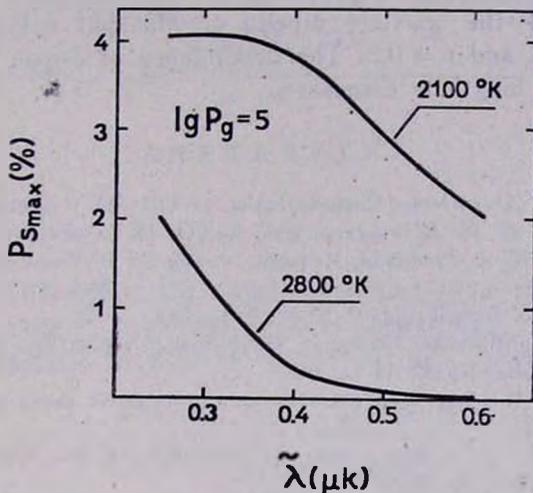


Рис. 2. Степень поляризации P_x ($\mu=0.3$) суммарного излучения в зависимости от длины волны λ .

поляризацию их излучения порядка 2—3% в синей и ультрафиолетовой областях спектра. Причем вероятность обнаружения поляризации для звезд с $T_{эфф} \leq 2500^\circ$ может быть довольно высока.

Крымская астрофизическая
обсерватория
Институт астрофизики,
Потсдам

ON THE POLARIZATION OF RADIATION OF FLARE STARS

V. P. GRININ, H. DOMKE

The problem of diffuse reflection of light of a point-source (a flare) by semi-infinite plane-parallel atmosphere of a cold dwarf is considered. Rayleigh scattering and pure absorption in the atmosphere are supposed. The radiation of the source is supposed to be non-polarized.

The Stokes parameters of the reflected radiation averaged over azimuth are expressed by H-matrix.

Degree of polarization of the reflected radiation P (Table 1) and of the total radiation (including the direct radiation of the flare) P_s (Table 2) are calculated as functions of the cosine of the reflection angle μ and of the particle albedo λ . Maximal value $P_s = 4.1\%$ is reached at $\lambda = 1$ and $\mu = 0.3$. The dependence of degree of polarization P_s on the wave length is discussed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. Kubicek, J. Arsenjevic, Communication at XIII IAU's meeting, Prague, 1967.
2. Ю. С. Ефимов, Н. М. Шаховской, Изв. КрАО, 45, (в печати).
3. М. А. Ерицян, К. А. Григорян, Информ. сообщ. № 10 Комиссии по переменным звездам, 1970.
4. Р. А. Варданян, Астрон. цирк., № 50, 8, 1, 1969.
5. O. Gtingerich, Smithsonian Astrophys. Obs., Special report 240, 1967.
6. В. П. Гринин. Изв. КрАО (в печати).
7. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. Гостехиздат, М., 1956.
8. K. D. Abhyankar, A. L. Fyfat, Astron. Astrophys., 4, 101, 1970.
9. J. Lenoble, JQSRT, 10, 533, 1970.
10. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
11. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967.
12. T. W. Mullikin, SIAM—AMS Proceedings, 1, 3, 1967.
13. T. Tsuchi, P. A. S. Japan, 18, 127, 1966.
14. Х. Домке, Астрофизика, 7, 39, 1971.

УСТОЙЧИВОСТЬ ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ
ТОЧЕЧНЫХ МАСС. II. ЦИЛИНДР С МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ
ПУЧКАМИ И ШАР С КРУГОВЫМИ ОРБИТАМИ

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

Поступила 10 апреля 1970

Продолжено рассмотрение устойчивости однородного, твердотельно вращающегося, бесконечно длинного, ограниченного по радиусу цилиндра, начатое в [1]. Рассматривались функции распределения, содержащие моноэнергетические пучки по оси z . Показано, с использованием диаграмм Найквиста, что в этом случае всегда имеется джинсовская неустойчивость.

Методом интегрирования по траекториям показана устойчивость шара с круговыми орбитами, что совпадает с результатом работы [3].

1. *Введение.* В настоящей работе продолжено рассмотрение устойчивости однородного, твердотельно вращающегося, бесконечно длинного, ограниченного по радиусу цилиндра, начатое в [1], и исследована устойчивость шара с круговыми орбитами. Равновесная функция распределения f цилиндра имеет вид [1]

$$f = -\frac{n_0}{\pi} \delta [2\alpha (r_0^2 - r) - v_{\perp}^2] \Psi(v_z) \quad v_{\perp}^2 \leq 2\alpha (r_0^2 - r^2)$$

$$0 \quad v_{\perp}^2 > 2\alpha (r_0^2 - r^2) \quad (1)$$

Здесь n_0 — плотность частиц одинаковой массы m , r_0 — радиус цилиндра, $\alpha = 1/2(\Omega_0^2 - \Omega^2)$, $2\Omega_0^2 = \omega_0^2 = 4\pi G \rho_0$, $\rho_0 = mn_0$, $\int f d\vec{v} = n_0$, Ω — угловая скорость вращения, Ψ — произвольная функция.

Дисперсионное уравнение для малых возмущений цилиндра с функцией распределения (1) при $\alpha = 0$ получено в [1]

$$k^3 \left[1 - \frac{\omega_0^2}{k} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Psi/dv_z}{\omega - kv_z} dv_z \right] = -q^3 \left[1 - \omega_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Psi(v_z) dv_z}{4\Omega^2 - (\omega - kv_z)^2} \right]. \quad (2)$$

Все возмущения выбирались в виде $\sim e^{i(kz + m\varphi - \omega t)}$, величина q имеет минимум $q_{\min} r_0 = 2.4$ на джинсовских ветвях колебаний. Здесь рассматривается функция распределения $\Psi(v_z)$, содержащая монохроматические пучки. Показано, методом диаграмм Найквиста, что в этом случае цилиндр всегда неустойчив по Джинсу.

Рассмотрение устойчивости однородного шара с круговыми орбитами сделано методом работы [2]. Полученные результаты совпали с результатами работы [3], в которой аналогичная задача решалась методом моментов. Рассмотренный здесь метод позволяет исследовать устойчивость однородного шара с произвольной функцией распределения, а не только с круговыми орбитами.

2. Влияние моноэнергетического пучка на устойчивость. Использование диаграмм Найквиста. Рассмотрим функцию распределения $\Psi(v_z)$, представляющую собой сумму функции распределения Джексона [4] и добавку моноэнергетических частиц, составляющих по плотности долю ε .

$$\Psi(v) = \frac{\Delta}{\pi} \frac{1 - \varepsilon}{v^2 + \Delta^2} + \frac{1}{2} [\delta(u) + \delta(-u)] \varepsilon. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (2) и беря интегралы, получим дисперсионное уравнение в виде

$$1 + \frac{\omega_0^2}{k^2} \left[\frac{1 - \varepsilon}{\left(\frac{\omega}{k} + i\Delta\right)^2} + \varepsilon \frac{\frac{\omega^2}{k^2} + u^2}{\left(\frac{\omega^2}{k^2} - u^2\right)^2} \right] =$$

$$= -\frac{q^2}{k^2} \left[1 + \frac{\omega_0^2}{k^2} \left[\frac{1 - \varepsilon}{\left(\frac{\omega}{k} + i\Delta\right)^2 - 4\frac{\Omega^2}{k^2}} + \varepsilon \frac{\frac{\omega^2}{k^2} + u^2 - 4\frac{\Omega^2}{k^2}}{\left(\frac{\omega^2}{k^2} + u^2 - 4\frac{\Omega^2}{k^2}\right)^2 - 4u^2\frac{\omega^2}{k^2}} \right] \right],$$

$$\omega_0^2 = 2\Omega^2.$$

Рассмотрим наиболее неустойчивый по Джинсу случай $k \rightarrow 0$, $\omega \rightarrow 0$, $\omega/k \rightarrow \text{const}$. Дисперсионное уравнение имеет вид для длинных волн

$$\frac{1 - \varepsilon}{\left(\frac{\omega}{k} + i\Delta\right)^2} + \varepsilon \frac{\frac{\omega^2}{k^2} + u^2}{\left(\frac{\omega^2}{k^2} - u^2\right)^2} + \frac{q^2}{4\Omega^2} = 0. \quad (5)$$

Дисперсионное уравнение (5) исследуем на устойчивость с помощью критерия Найквиста в виде, изложенном в [5].

Вводя безразмерные переменные

$$x = \frac{\omega}{k\Delta}, \quad z = \frac{\Delta^2 q^2}{4\Omega^2}, \quad \beta = \frac{u^2}{\Delta^2},$$

получим из уравнения (5)

$$\begin{aligned} (x^2 - \beta)^2 \left(x^2 + \frac{1}{\alpha} - 1 \right) + \frac{\varepsilon}{\alpha} (3\beta - 1) x^2 - \frac{\varepsilon}{\alpha} \beta (\beta + 1) + \\ + 2ix \left[(x^2 - \beta)^2 + \frac{\varepsilon}{\alpha} (x^2 + \beta) \right] = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Для применения критерия Найквиста рассмотрим левую часть (6) как функцию F от действительных значений x , тогда

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F &= (x^2 - \beta)^2 \left(x^2 + \frac{1}{\alpha} - 1 \right) + \frac{\varepsilon}{\alpha} (3\beta - 1) x^2 - \frac{\varepsilon}{\alpha} \beta (\beta + 1) \\ \operatorname{Im} F &= 2x \left[(x^2 - \beta)^2 + \frac{\varepsilon}{\alpha} (x^2 + \beta) \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

При изменении x от $-\infty$ до ∞ вдоль действительной оси, функция, определяемая (7), опишет кривую на комплексной плоскости F . Наличие устойчивого корня (нижняя полуплоскость x) изменяет аргумент F , при изменениях x от $-\infty$ до ∞ , на $\Delta \arg F = -\pi$, неустойчивого — на $+\pi$. Таким образом, если общее число корней n , то число неустойчивых корней λ есть

$$\lambda = \frac{1}{2} \left(n + \frac{\Delta \arg F}{\pi} \right).$$

Рассмотрим сначала случай $\beta = u = 0$, покоящаяся добавка. Тогда

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F &= x^4 + \left(\frac{1}{\alpha} - 1 \right) x^2 - \frac{\varepsilon}{\alpha}, \\ \operatorname{Im} F &= 2x \left(x^2 + \frac{\varepsilon}{\alpha} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Качественные графики $F(x)$ для действительных $-\infty < x < \infty$ приведены на рис. 1. Как при $\alpha < 1$ (неустойчивый по Джинсу цилиндр при $\varepsilon = 0$), так и при $\alpha > 1$ (устойчивый цилиндр при $\varepsilon = 0$) имеем $\Delta \arg F = -2\pi$. Общее число корней здесь равно 4, поэтому число неустойчивых корней $\lambda = 1/2 (4 - 2) = 1$. Малая добавка покоящихся

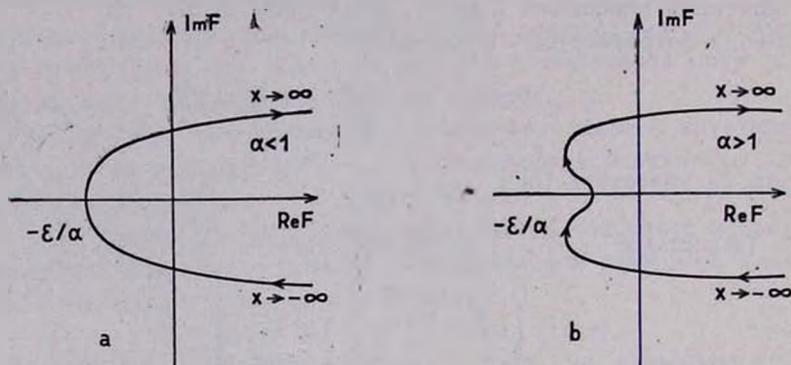


Рис. 1. Диаграмма Найквиста для частиц с тепловым разбросом и покоящейся добавки, составляющей по плотности долю ε . Тепловая скорость Δ недостаточна, чтобы обеспечить устойчивость при $\varepsilon = 0$ (рис. 1а), $\alpha < 1$, и дает устойчивость при $\varepsilon = 0$ (рис. 1б), $\alpha > 1$.

частиц всегда ведет к неустойчивости. Для иллюстрации приведем диаграмму Найквиста в случае $\varepsilon = 0$ (рис. 2).

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F &= x^2 + \left(\frac{1}{\alpha} - 1\right), \\ \operatorname{Im} F &= 2x. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь при $\alpha < 1$ имеем $\Delta \arg F = 0$. Общее число корней равно 2, $\lambda = 1$; при $\alpha > 1$ имеем $\Delta \arg F = -2\pi$, оба корня устойчивы, $\lambda = 0$. Естественно, результаты получаются в полном соответствии с результатами [1] раздела 6.

В общем случае $\beta \neq 0$ имеем

$$\operatorname{Re} F(0) = \beta^2 \left[\frac{1}{\alpha} - 1 - \frac{\varepsilon}{\alpha} \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) \right]. \quad (10)$$

Диаграмма Найквиста для этого случая приведена на рис. 3. Полное число корней здесь равно 6. При $\operatorname{Re} F(0) < 0$ (рис. 3а) имеем $\Delta \arg F = -2\pi$ и два неустойчивых корня. При $\operatorname{Re} F(0) > 0$ (рис. 3б) $\Delta \arg F = 0$ и число неустойчивых корней возрастает до трех. При $\beta \rightarrow 0$ два корня (один устойчивый и один неустойчивый) обращаются в нули.

Следовательно, наличие в цилиндре моноэнергетических пучков всегда ведет к неустойчивости, вне зависимости от того, обладают ли они относительными скоростями или покоятся, а также вне зависимости от абсолютной плотности пучка. Малая плотность пучка всегда приводит к появлению неустойчивости с малым инкрементом.

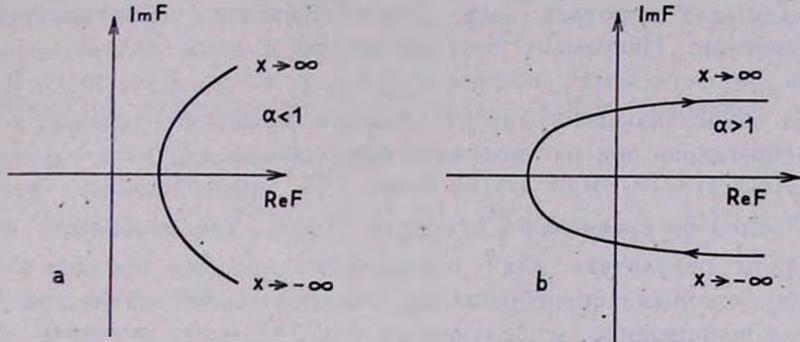


Рис. 2. Диаграмма Найквиста для функций распределения Джексона. Случай $\alpha < 1$ (рис. 2a) — неустойчива; $\alpha > 1$ (рис. 2b) — устойчива.

Из содержания работы [1] и настоящего рассмотрения можно сделать вывод, что если функцию распределения в гравитирующей системе можно представить в виде суммы более простых функций распределения, то отсутствие джинсовских неустойчивостей каждой из этих функций распределения в соответствующей равновесной системе

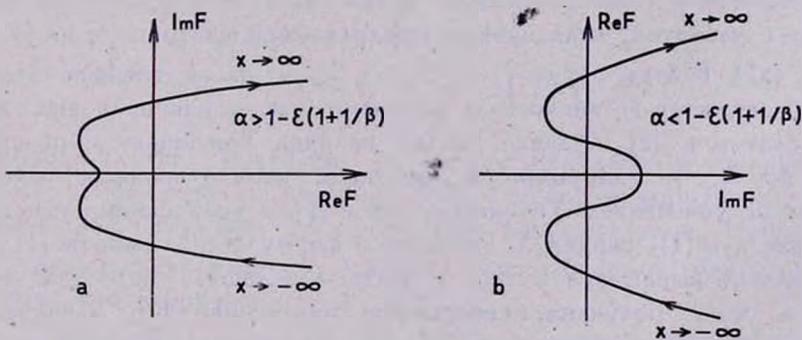


Рис. 3. Диаграмма Найквиста для частиц с тепловым разбросом и двух моноэнергетических добавок, движущихся с одинаковыми скоростями навстречу друг другу. При $\text{Re } F(0) < 0$ имеем два неустойчивых корня (рис. 3a); при $\text{Re } F(0) > 0$ число неустойчивых корней равно трем (рис. 3b).

гарантирует джинсовскую устойчивость всей системы. Справедливость этого утверждения для более сложных, чем рассмотренные здесь,

случаев требует дальнейшей проверки. Результаты работ [6—8], казалось бы, противоречат этому утверждению, но при внимательном рассмотрении противоречия не наблюдается. При получении анизотропной неустойчивости в [6] рассматривался бесконечный по радиусу цилиндр, который всегда неустойчив по Джинсу, а в [7, 8] неустойчивость при вращении одной подсистемы через другую получена квазиклассическим методом для коротких волн в пренебрежении пространственными градиентами. Инкремент неустойчивости в этом случае пропорционален $\gamma/\omega_0 \sim (\omega_0/kv_T)^2$, причем $k \gg 1/r$, т. е. $\gamma/\omega_0 \ll (\omega_0 r/v_T)^2$. В то же время относительный градиент давления горячей подсистемы, которым пренебрегалось при рассмотрении неустойчивости, есть $r/p (dp/dr) = \gamma/p (Gm/r) \sim (\omega_0 r/v_T)^2$. Более точно [7], пренебрегалось величиной $kr (\Omega^2/k^2 v_T^2)$ по сравнению с единицей, $\Omega \sim \omega_0$. Таким образом, порядок величины результата для γ оказался меньше, чем порядок величины членов, которыми пренебрегалось, поэтому квазиклассическое рассмотрение неприменимо, и полученная в [7, 8] неустойчивость требует дополнительной проверки с помощью точных решений.

3. *Цилиндр с $\alpha \neq 0$. Рассмотрение длинных волн.* Для цилиндра с равновесной функцией распределения (1) при $\alpha \neq 0$ траектории в поле невозмущенного потенциала получены в [1]. Найти возмущенную функцию в конечном виде можно лишь в случае, когда есть малый параметр и возможно разложение в ряд подынтегральной функции в [1], формула (25). Поэтому ограничимся только случаем малых $\alpha \ll \omega_0^2$ и рассмотрим только длинные волны по z : $k \rightarrow 0$, $\omega \rightarrow 0$, т. е. колебания с частотой, являющейся продолжением частот $\omega_{1,2}$ из [1], формула (37). В этом случае $|\omega_b| \ll |\omega_z|$, Ω , и рассмотренная здесь ситуация полностью аналогична рассмотрению длинноволновых колебаний плазмы в [2]. Однако, ввиду наличия δ -функции в распределении по v_z и однородности цилиндра, результирующее уравнение будет не уравнением Уиттекера, как в [2], а уравнением Бесселя, так же, как и в [1], раздел 5. Разлагая в формуле (25) работы [1] подынтегральное выражение в ряд и воспользовавшись малостью величин k/q и ω_b/ω_n , получаем, совершенно аналогично [1], дисперсионное уравнение для длинных волн $k/q \rightarrow 0$, как наиболее неустойчивых

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{k (d\psi/dv_z) dv_z}{\omega - kv_z - m\omega_b} = \frac{q^2}{\omega_n^2} \left| 1 - \omega_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\omega - kv_z) \psi(v_z) dv_z}{4\Omega^2 (\omega - kv_z - m\omega_b)} \right|. \quad (11)$$

Подставив сюда снова функцию распределения Джексона [1], формула (33), получим

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\omega - m\omega_b}{k} - u + i\Delta \right)^{-2} + \left(\frac{\omega - m\omega_b}{k} + u + i\Delta \right)^2 = \\ & = -\frac{q^2}{\omega_0^2} \left\{ 1 - \frac{m\omega_b}{k} \left[\left(\frac{\omega - m\omega_b}{k} - u + i\Delta \right)^{-1} + \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \left(\frac{\omega - m\omega_b}{k} + u + i\Delta \right)^{-1} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Обозначив здесь $x = \frac{\omega - m\omega_b}{k} + i\Delta$, получим уравнение относительно x

$$(x^2 - u^2)^2 - \frac{m\omega_b}{k} 2x(x^2 - u^2) + \frac{2\omega_0^2}{q^2}(x^2 + u^2) = 0. \quad (13)$$

При $u = 0$ из (13) получаем

$$x = -\frac{m\omega_b}{k} \pm \sqrt{\left(\frac{m\omega_b}{k}\right)^2 - \frac{2\omega_0^2}{q^2}}. \quad (14)$$

Из (14) следует, что мода $m = 0$ не меняется, с точностью до величин $\sim a/\omega_0^2$, по сравнению со случаем $\alpha = 0$ [1], уравнение (37), а моды с $m \neq 0$ более устойчивы. При $u \neq 0$ рассмотрим два предельных случая:

$$\begin{aligned} \text{а)} \quad & \frac{m\omega_b}{k} \rightarrow \infty, \quad x = \frac{m\omega_b}{k} \pm \sqrt{\left(\frac{m\omega_b}{k}\right)^2 + u^2}, \\ \text{б)} \quad & \frac{m\omega_b}{k} \rightarrow 0, \quad x^2 = u^2 - \frac{\omega_0^2}{q^2} \pm \sqrt{\frac{\omega_0^4}{q^4} - 4\frac{\omega_0^2}{q^2}u^2}. \end{aligned} \quad (15)$$

В обоих случаях получаем, что малое ненулевое α увеличивает устойчивость цилиндра. Очевидно, что изменение коротковолновых мод колебаний порядка $\sim a/\omega_0^2$, поэтому несущественно. Ненулевое малое α значительно изменяет только длинноволновые моды, увеличивая при этом устойчивость.

4. *Устойчивость шара с круговыми орбитами.* В шаре с круговыми орбитами равновесие достигается равенством центробежной и гравитационной сил. Устойчивость такого шара показана в работе [3]. Метод, примененный в этой работе, пригоден только для δ -функциональных решений. В настоящем разделе устойчивость шара будет исследована тем же методом, что и устойчивость цилиндра, который

применим для любого однородного шара с функцией распределения произвольной степени анизотропии по скоростям [9].

Линеаризованное кинетическое уравнение для однородного шара и равновесное решение для круговых орбит имеют вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{\partial \Phi_0}{\partial \vec{r}} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \frac{\partial \Phi}{\partial \vec{r}} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}}, \quad (16)$$

$$f_0 = \frac{n_0}{\pi} \delta(v_r) \delta(v^2 - \Omega^2 r^2), \quad v^2 = v_0^2 + v_z^2, \quad (17)$$

$$\Phi_0 = \frac{1}{2} \Omega^2 r^2, \quad \Omega^2 = \frac{4\pi G m n_0}{3} = \frac{\omega_0^2}{3}$$

Здесь кинетическое уравнение (16) записано в декартовой системе координат, так как уравнения для траекторий удобнее решать именно в этой системе, а равновесное решение записано в сферической системе координат, причем декартовы координаты и скорости (x, y, z, v_x, v_y, v_z) связаны со сферическими $(r, \theta, \varphi, v_r, v_\theta, v_\varphi)$ известными формулами перехода [10].

Уравнения траекторий в поле невозмущенного потенциала (17) для произвольного однородного шара имеют вид

$$dt = \frac{dx}{v_x} = \frac{dy}{v_y} = \frac{dz}{v_z} = -\frac{dv_x}{\Omega^2 x} = -\frac{dv_y}{\Omega^2 y} = -\frac{dv_z}{\Omega^2 z}. \quad (18)$$

Решение этой системы уравнений, связывающее значение координат и скоростей в момент времени t' с их значениями в момент t имеет вид

$$\begin{aligned} \vec{r}' &= \vec{r} \cos(\Omega t - \Omega t') - \frac{\vec{v}}{\Omega} \sin(\Omega t - \Omega t'), \\ \vec{v}' &= \vec{r} \Omega \sin(\Omega t - \Omega t') + \vec{v} \cos(\Omega t - \Omega t'). \end{aligned} \quad (19)$$

Переходя к сферической системе координат по известным формулам [10] и обозначив $\tau = \Omega t - \Omega t'$, получим

$$r' = \left(r^2 \cos^2 \tau + \frac{v^2}{\Omega^2} \sin^2 \tau - \frac{2rv_r}{\Omega} \sin \tau \cos \tau \right)^{1/2}; \quad v^2 = v_r^2 + v_\theta^2 + v_\varphi^2;$$

$$\cos \theta' = \frac{1}{r'} \left| r \cos \theta \cos \tau - \frac{1}{\Omega} (v_r \cos \theta - v_\theta \sin \theta) \sin \tau \right|;$$

$$\begin{aligned} \cos(\varphi - \varphi') &= \left(r \sin \theta \cos \tau - \frac{v_r}{\Omega} \sin \theta \sin \tau - \frac{v_\theta}{\Omega} \cos \theta \sin \tau \right) \times \\ &\times \left[\left(r \sin \theta \cos \tau - \frac{v_r}{\Omega} \sin \theta \sin \tau - \frac{v_\theta}{\Omega} \cos \theta \sin \tau \right)^2 + \frac{v_\tau^2 \sin^2 \theta}{\Omega^2} \right]^{-1/2}; \\ v_r' &= \frac{1}{r'} \left[r^2 \Omega \sin \tau \cos \tau - \frac{v^2}{\Omega} \sin \tau \cos \tau - r v_r (\sin^2 \tau - \cos^2 \tau) \right]; \quad (20) \\ v_\theta &= \frac{1}{r'} \left[v_\theta r \left(r \sin \theta \cos \tau - \frac{v_r}{\Omega} \sin \theta \sin \tau - \frac{v_\theta}{\Omega} \cos \theta \sin \tau \right) - \right. \\ &- \left. \frac{r v_\tau^2}{\Omega} \cos \theta \sin \tau \right] \left[\left(r \sin \theta \cos \tau - \frac{v_r}{\Omega} \sin \theta \sin \tau - \frac{v_\theta}{\Omega} \cos \theta \sin \tau \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{v_\tau^2 \sin^2 \theta}{\Omega^2} \right]^{-1/2}; \\ v_\tau &= r v_\tau \sin \theta \left[\left(r \sin \theta \cos \tau - \frac{v_r}{\Omega} \sin \theta \sin \tau - \frac{v_\theta}{\Omega} \cos \theta \sin \tau \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{v_\tau^2 \sin^2 \theta}{\Omega^2} \right]^{-1/2}; \quad (21) \end{aligned}$$

Из (20), (21) следует

$$v_\perp'^2 = \frac{v_\perp^2 r^2}{r'^2}; \quad v'^2 = r^2 \Omega^2 \sin^2 \tau + v^2 \cos^2 \tau + 2 \Omega r v_r \sin \tau \cos \tau. \quad (22)$$

Перейдя в линеаризованном кинетическом уравнении (16) к сферическим координатам, решения для возмущенной функции с зависимостью от времени $\sim e^{-i\omega t}$ можно записать в виде

$$f = \int_{-\infty}^t \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r'} \frac{\partial f_0}{\partial v_r} + \frac{\partial \Phi}{r' \partial \theta'} \frac{\partial f_0}{\partial v_\theta} + \frac{1}{r' \sin \theta'} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi'} \frac{\partial f_0}{\partial v_\varphi} \right) e^{i\omega(t-t')} dt'. \quad (23)$$

Для получения дисперсионного уравнения нужно знать не саму функцию f , а возмущенную плотность $n = \int f d\vec{v}$. Полученные выше соотношения (18)–(23) справедливы для произвольного однородного шара. Воспользуемся теперь тем, что нулевое решение представляет собой дельта-функцию (17). В этом случае возмущенные орбиты должны быть близки к круговым, и аргументы, входящие в функцию распределения v_r' и $v_\perp'^2 = \Omega^2 r'^2$, должны быть малы. В интеграле, опреде-

лящем плотность, удобно перейти от переменных интегрирования v_r, v_θ, v_φ к переменным

$$\begin{aligned}x &= v_r', \\y &= \frac{v_\theta^2 r^3}{r'^2} - r'^2 \Omega^2,\end{aligned}\quad (24)$$

$$\psi = \arctg \frac{v_\theta}{v_\varphi}, \quad v_\theta = v_\perp \sin \psi, \quad v_\varphi = v_\perp \cos \psi.$$

Полагая теперь $v_\perp^2 = r'^2 \Omega^2 + w^2$ и считая w^2, v_r, x, y малыми, получим из (20)–(24), оставляя только первые члены разложения

$$\begin{aligned}r' &= r + \frac{1}{2} \frac{w^2}{r \Omega^2} \sin^2 \tau - \frac{v_r}{\Omega} \sin \tau \cos \tau, \\x &= v_r \cos 2\tau - w^2 \frac{\sin 2\tau}{2r\Omega},\end{aligned}\quad (25)$$

$$y = v_r 2r\Omega \sin 2\tau + w^2 \cos 2\tau,$$

$$r' = r - x \frac{\sin \tau \cos \tau}{\Omega} - y \frac{\sin^2 \tau}{2r\Omega^2};$$

$$\cos \theta' = (\cos \theta \cos \tau + \sin \theta \sin \tau \sin \psi) + \frac{x}{r\Omega} (\cos \theta \sin^3 \tau -$$

$$- \sin \theta \sin^2 \tau \cos \tau \sin \psi) + \frac{y}{2r^2\Omega^2} (-\cos \theta \sin^2 \tau \cos \tau + \sin \theta \sin \tau \cos^2 \tau \sin \psi);$$

$$v_\theta' \sin \theta' = 3\Omega (-\cos \theta \sin \tau + \sin \theta \cos \tau \sin \psi) + x (2 \cos \theta \sin^3 \tau \cos \tau -$$

$$- \sin \theta \sin \tau \cos 2\tau \sin \psi) + \frac{y}{2r\Omega} (-2 \cos \theta \sin \tau \cos^3 \tau + \sin \theta \cos \tau \cos 2\tau \sin \psi);$$

$$\sin \theta' \cos (\varphi - \varphi') = \sin \theta \cos \tau - \cos \theta \sin \tau \sin \psi + \frac{x}{r\Omega} (\sin \theta \sin^3 \tau +$$

$$+ \cos \theta \sin^2 \tau \cos \tau \sin \psi) - \frac{y}{2r^2\Omega^2} (\sin \theta \sin^2 \tau \cos \tau + \cos \theta \sin \tau \cos^2 \tau \sin \psi);$$

$$\sin \theta' \sin (\varphi - \varphi') = \sin \tau \cos \psi - \frac{x}{r\Omega} \sin^3 \tau \cos \tau \cos \psi +$$

$$+ \frac{y}{2r^2\Omega^2} \sin \tau \cos^3 \tau \cos \psi,$$

$$v'_r = \frac{r}{\Omega} \sin(\varphi - \varphi').$$

Якобиан преобразования от переменных (v_r, v_θ, v_τ) к переменным (x, y, ψ) есть

$$J = \frac{\partial(v_r, v_\theta, v_\tau)}{\partial(x, y, \psi)} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{x}{r\Omega} 2 \sin \tau \cos \tau - \frac{y}{2r^2\Omega^2} \sin^2 \tau \right). \quad (27)$$

Будем искать теперь все величины в виде разложения в ряд по сферическим функциям. Каждая гармоника

$$\Phi = \Phi(r) P_l^m(\cos \theta) e^{im\tau}. \quad (28)$$

Здесь $P_l^m(\cos \theta)$ — присоединенные функции Лежандра. Такое разложение допустимо, так как сферическая функция является собственной как для оператора Лапласа в сферических координатах, так и для оператора, выражающего возмущенную плотность через возмущенный потенциал. Действительно, проделывая соответствующие вычисления для (28) и разлагая при вычислении интеграла (23), (27) подынтегральное выражение в ряд по степеням x и y , получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r^2} \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = \\ = \left[\frac{d^2 \Phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\Phi}{dr} - l(l+1) \frac{\Phi}{r^2} \right] P_l^m(\cos \theta) e^{im\tau}; \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} n = \frac{n_0}{2\pi} \left[\frac{d^2 \Phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\Phi}{dr} - l(l+1) \frac{\Phi}{r^2} \right] \int_0^t e^{i(\omega_0 - \omega_0')t'} \frac{\sin \tau \cos \tau}{\Omega} \times \\ \times P_l^m(\cos \theta'_0) e^{im\varphi'_0} d\psi dt'. \end{aligned} \quad (30)$$

Здесь величины θ'_0 и φ'_0 определяются выражениями (26) при $x = y = 0$. При подстановке в (30) вместо $\cos \theta'_0$ его значения из (26) и интегрирования получается, что интеграл в (30) пропорционален $P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi}$.

Получаем дисперсионное уравнение

$$1 = \frac{\omega_0^2}{2\pi} \frac{1}{P_l^m(\cos \theta)} \int_0^\infty e^{i\omega_0 \xi} \frac{\sin \Omega \xi \cos \Omega \xi}{\Omega} P_l^m(\cos \theta'_0) e^{im(\varphi'_0 - \varphi)} d\xi d\tau. \quad (31)$$

$$\xi = t - t', \quad \omega_0^2 = 3\Omega^2.$$

Используя теорему сложения для присоединенных функций Лежандра [11], получим

$$1 = \omega_0^2 \int_0^\infty e^{i\xi m} \frac{\sin \Omega \xi \cos \Omega \xi}{\Omega} P_l(\cos \Omega \xi) d\xi. \quad (32)$$

С помощью разложений полиномов Лежандра по косинусам кратных углов [12] получим окончательно дисперсионное уравнение в виде, аналогичном полученному ранее в [3]

$$1 = \frac{3}{4 - \omega^2/\Omega^2} \frac{1}{2^l} \left[\frac{(l-1)!!}{(l/2)!} \right]^2 + \frac{3}{2^{l-1}} \sum_{k=0}^{(l-2)/2} \frac{(2k-1)!!}{k!} \times \\ \times \frac{(2l-2k-1)!!}{(l-k)!} \frac{4 - \omega^2/\Omega^2 - (l-2k)^2}{(\omega^2/\Omega^2 - 4)^2 + (l-2k)^4 - 2(l-2k)^2(\omega^2/\Omega^2 + 4)} \quad (33)$$

для четных l .

Для нечетных l

$$1 = \frac{3}{2^{l-1}} \sum_{k=0}^{(l-1)/2} \frac{(2k-1)!!}{(l-k)!} \times \\ \times \frac{4 - \omega^2/\Omega^2 - (l-2k)^2}{(\omega^2/\Omega^2 - 4)^2 + (l-2k)^4 - 2(l-2k)^2(\omega^2/\Omega^2 + 4)}.$$

Таким образом, собственные частоты зависят только от l и не зависят от m . Рассмотрим некоторые частные случаи

- а) $l=0$; $1 = \omega_0^2/(4\Omega^2 - \omega^2)$; $\omega = \pm \Omega$, радиальные колебания.
- б) $l=1$; $1 = \frac{\omega_0^2(3\Omega^2 - \omega^2)}{(\Omega^2 - \omega^2)(9\Omega^2 - \omega^2)}$; $\omega_{1,2} = 0$; $\omega_{3,4} = \pm \sqrt{7}\Omega$.
- в) $l=2$; $1 = \frac{\omega_0^2(7\Omega^2 - \omega^2)}{(4\Omega^2 - \omega^2)(16\Omega^2 - \omega^2)}$; $\omega = \pm \sqrt{\frac{17 \pm \sqrt{117}}{2}}\Omega$; (34)
- $\omega_{1,2} = \pm \sqrt{3,09}\Omega$; $\omega_{3,4} = \pm \sqrt{13,91}\Omega$.
- г) $l=3$; $1 = \frac{\omega_0^2\omega^2(\omega^2 - 13\Omega^2)}{(\Omega^2 - \omega^2)(9\Omega^2 - \omega^2)(25\Omega^2 - \omega^2)}$.

Анализируя случай г) из (34), получаем

$$\Omega < |\omega_{1,2}| < \sqrt{2}\Omega, \\ \sqrt{2}\Omega < |\omega_{3,4}| < 3\Omega, \\ \sqrt{13}\Omega < |\omega_{5,6}| < 5\Omega. \quad (35)$$

Из рассмотрения частных случаев (34), (35) можно сделать следующие выводы, которые, вероятно, можно доказать строго в общем виде, используя (33):

1) Шар с круговыми орбитами экспоненциально устойчив, единственная нейтральная мода, имеющая место при $l=1$, соответствует перемещению шара как целого при $n(r) = \text{const}$.

2) Число корней дисперсионного уравнения равно $l+2$ для четных l и $l+3$ — для нечетных.

3) Функция $\omega_{\min}(l)$ — возрастающая, если рассматривать ее отдельно для четных и нечетных l .

Не рассматривая здесь устойчивости однородного шара с произвольной функцией распределения из [9], заметим, что устойчивость, вероятно, только возрастет при появлении всего набора орбит, кроме круговых, так же, как это имело место для цилиндра, рассмотренного в разделе 3.

5. *Заключение.* Исследование гравитирующих систем точечных масс на основе точного решения линеаризованного кинетического уравнения для равновесных шара и цилиндра показало устойчивость пучковой ветки колебаний для таких функций распределения, которые заведомо неустойчивы в плазме. Вращение или анизотропия, необходимые для создания равновесного состояния в гравитирующей среде, приводят к тому, что подавление джинсовской неустойчивости приводит одновременно и к подавлению некоторых кинетических неустойчивостей. Более того, наличие пучков на функции распределения в цилиндре приводит к стабилизации джинсовской неустойчивости, которая тем больше, чем больше относительная скорость пучков. Для устойчивости джинсовской ветки колебаний цилиндра необходимым является наличие достаточного теплового разброса; добавка монохроматических частиц приводит к неустойчивости вне зависимости от того, покоятся эти частицы или движутся.

Приношу глубокую благодарность А. Б. Михайловскому, А. З. Паташинскому, А. М. Фридману и Я. Г. Эпельбауму за возможность ознакомления с работой [3] до опубликования.

Примечание при корректуре. Как отметил В. А. Антонов, кратной частоте $\omega_{1,2} = 0$ при $l=0$ в шаре (34) соответствует, помимо $e^{-i\omega t}$, еще и решение $te^{-i\omega t}$, в чем легко убедиться, используя (32). Таким образом, при $l=1$ в шаре имеются линейно растущие возмущения. Приношу благодарность В. А. Антонову за это замечание.

THE STABILITY OF GRAVITATING SYSTEMS OF POINT MASSES. II. THE CYLINDER WITH MONOENERGETIC STREAMS AND THE SPHERE WITH CIRCULAR ORBITS

G. S. BISNOVATY-KOGAN

The consideration of stability of uniform, rotating, infinitely long, finite along the radius cylinder is proceeded, which was begun in [1]. The distribution functions are considered which contain monoenergetic streams along the z axis.

It is shown, by use of the Niquist diagram technic, that in this case the Jeans instability is always present.

The stability of the sphere with circular orbits is shown using the method of integretion along trajectories, in accordance with the results of the work [3].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрофизика*, 7, 121, 1971.
2. M. N. Rosenblith, N. A. Krall, N. Kostoker, *Ядерный синтез, Дополнение*, кн. I, 1962, стр. 143.
3. А. Б. Михайловский, А. Э. Паташинский, А. М. Фридман, Я. Г. Эппельбаум, *Препринт № 341, ИЯФ СО АН СССР*, 1969.
4. J. D. Jackson, *Nucl. En. part. C: Plasma Phys.*, 1, 171, 1960.
5. М. А. Айзерман, *Лекции по теории автоматического регулирования*, Физматгиз, М., 1958.
6. С. S. Wu, *Phys. Fluids*, 11, 545, 1968.
7. Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович, Р. Э. Сагдеев, А. М. Фридман, *ПМТФ*, № 3, 3, 1969.
8. Л. С. Марочник, А. А. Сучков, *Астрон. ж.*, 46, 319, 1969.
9. Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович, *Астрофизика*, 6, 387, 1970.
10. И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев, *Справочник по математике*, Наука, М., 1964.
11. Н. Я. Виленкин, *Специальные функции и теория представлений групп*, Наука, М., 1965.
12. Е. В. Гобсон, *Теория сферических и эллипсоидальных функций*, ИЛ, М., 1952.

ОХЛАЖДЕНИЕ И ВНУТРЕННИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ГОРЯЧИХ БАРИОННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Г. С. АДЖЯН, Ю. Л. ВАРТАНЯН

Поступила 6 ноября 1970

Рассматриваются внутренние характеристики и время охлаждения горячих барионных звезд с массами $0.64 M_{\odot}$ и $1.55 M_{\odot}$. Все вычисления проводятся в рамках ОТО. Показано, что температура внутреннего изотермического ядра почти на порядок превосходит температуру в точке наступления вырождения. Это приводит в области нейтринной светимости к резкому уменьшению времени остывания по сравнению с ранее проведенными исследованиями. Результаты расчетов приведены на рис. 1—5 и в табл. 2—4.

1. *Введение.* Проблема наблюдения барионных звезд является одной из актуальных в релятивистской астрономии. Как известно, из всех пульсаров (которые отождествляются с такими конфигурациями) только у пульсара в Крабовидной туманности имеются пульсации как в радио, так и в оптическом диапазонах. Однако такое излучение в основном имеет нетепловой характер [1]. Тепловое же излучение горячих барионных звезд, как было впервые отмечено В. А. Амбарцумяном и Г. С. Саакяном [2], может быть наблюдено в рентгеновской области и его исследование в связи с развитием внеатмосферной астрономии весьма перспективно.

Вычислению времени остывания, характеристик атмосферы, а также внутренних параметров горячих барионных конфигураций в последнее десятилетие был посвящен ряд исследований, большинство которых имеет качественный характер [3, 4]. Наиболее детально этот вопрос исследовался в [5]. Однако в этой работе использовано уравнение гидростатического равновесия ОТО, в то время как для уравнений переноса излучения и баланса энергии использовано ньютоновское приближение. Более корректно и последовательно рассмотреть всю проблему в рамках ОТО. Именно такое исследование проведено

в настоящей работе для двух характерных барионных звезд средней и максимальной массы, параметры которых вычислены в [6] согласно модели взаимодействия барионного газа [7]. В табл. 1 приведены значения массы, координатного радиуса, плотности вещества и давления в центре, а также значения временной и радиальной компонент метрического тензора на поверхности конфигурации $e^{\lambda(R)} = e^{-\nu(R)}$, где

$$ds^2 = e^{\lambda} c^2 dt^2 - e^{\nu} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (1)$$

В разделе 2 приведены основные уравнения, а в разделах 3—6 результаты расчета. Ввиду весьма малых размеров невырожденной атмосферы

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССМАТРИВАЕМЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

| Масса M/M_{\odot} | Координатный радиус R км | Полное число барионов N | Плотность в центре $\rho_c(0)$ г/см ³ | Давление в центре $P(0)$ эрг/см ³ | Метрические коэффициенты на поверхности $e^{\lambda(R)} = e^{-\nu(R)}$ |
|------------------------|-------------------------------|---------------------------|---|---|---|
| 0.64 | 13 | $0.813 \cdot 10^{57}$ | $5.51 \cdot 10^{11}$ | $2.56 \cdot 10^{31}$ | 1.23 |
| 1.55 | 9.28 | $2.08 \cdot 10^{57}$ | $3.58 \cdot 10^{13}$ | $1.06 \cdot 10^{36}$ | 1.96 |

и внутренней области, в которой имеется градиент температуры, часть вычислений для горячих конфигураций удастся произвести аналитически, не прибегая к дополнительным машинным расчетам.

Основной, отличный от [5] результат, полученный в данной работе, заключается в том, что одним и тем же поверхностным температурам в нашем случае соответствуют более высокие внутренние температуры — о причине этого указано в разделе 3. Так, если в [5] температура изотермического ядра отлична от температуры в точке наступления вырождения не более чем в два раза, то в нашем случае это различие достигает почти целого порядка. Это приводит к весьма сильному уменьшению времени остывания в области нейтринной светимости (см. табл. 4 и рис. 5). Здесь при вычислении времени охлаждения мы не учитываем эффект сверхпроводимости, на возможность наличия которого в нейтринных звездах было впервые указано в [8].

2. *Основные уравнения.* Задача исследования горячих барионных звезд содержит в себе, как первый шаг, исследование холодных конфигураций. Только после интегрирования уравнений гидростатического равновесия [9,10]

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gu\rho}{r^2} \left(1 + \frac{P}{\rho c^2}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 P}{uc^2}\right) \left(1 - \frac{2Gu}{c^2 r}\right)^{-1}, \quad (2)$$

$$\frac{du}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad (3)$$

когда становится возможным определить для барионных звезд полную массу $M = u(R)$, радиус R , а также давление $P(r)$, плотность $\rho(r)$ и метрические коэффициенты $\lambda(r)$ и $\nu(r)$ при $0 \leq r \leq R$, можно уже приступить к определению параметров, характеризующих горячие конфигурации. Для рассматриваемых здесь двух конфигураций вид всех этих функций в зависимости от r можно найти в [6], и здесь мы их приводить снова не будем.

Физические условия в вырожденных газовых конфигурациях таковы, что в них конвекция отсутствует [11]. Поэтому для определения температуры внутри звезды с учетом ОТО из уравнения переноса энергии имеем [12, 13]

$$\frac{d(Te^{\nu/2})}{dr} = -\frac{3\% \rho}{16\sigma T^3} \frac{L_T e^{\nu/2}}{4\pi r^2} \left(1 - \frac{2Gu}{c^2 r}\right)^{-1/2}. \quad (4)$$

Здесь L_T — фотонная светимость звезды, σ — постоянная Стефана-Больцмана, а $\%$ — коэффициент звездной непрозрачности, который выражается через коэффициент поглощения излучения $\%_R$ и теплопроводность электронов λ_e .

$$\frac{1}{\%} = \frac{1}{\%_R} + \frac{3\rho\lambda_e}{16\sigma T^3}. \quad (5)$$

В случае наружных невырожденных слоев в (5) преобладает первое слагаемое, а для вырожденных недр — второе.

В вырожденных газовых конфигурациях, в которых термоядерные источники энергии полностью исчерпаны, излучение обусловлено только запасами тепловой энергии звезды. Обозначим через $\varepsilon_T(\rho, T)$ плотность тепловой энергии (тепловая энергия единицы объема). Согласно [14] эта величина равна

$$\varepsilon_T(\rho, T) = \left(\sum_i \frac{\pi^2 k^2}{m_i c^2} \frac{\sqrt{x_i^2 + 1}}{x_i^2} n_i \right) \frac{T^2}{2} + \frac{3}{2} n_0 k T, \quad (6)$$

где k — постоянная Больцмана, n_i — концентрация, m_i — масса, $x_i = p_i/m_i c$, p_i — импульс Ферми i -го типа фермионов, n_0 — концентрация невырожденных ядер. Суммирование производится по всем фермионам. Полная же внутренняя тепловая энергия U_T будет равна

$$U_T = \int_0^R \varepsilon_T e^{\nu/2} 4\pi r^2 \left(1 - \frac{2Gu}{c^2 r}\right)^{-1/2} dr. \quad (7)$$

U_T —это та энергия, которая доходит до наблюдателя, находящегося в бесконечности, при помощи фотонного и нейтринного излучения, если звезда от своего данного состояния с температурой T_R остынет до состояния с $T = 0$.

Из уравнения баланса энергии имеем

$$\frac{d[(L_\gamma + L_\nu)e^\nu]}{dr} = - \frac{4\pi r^2 e^{\nu \cdot 2}}{\left(1 - \frac{2Gu}{c^2 r}\right)^{1/2}} \left(\frac{d\varepsilon_T}{dt}\right)_{r=\text{const}}, \quad (8)$$

где L_ν — нейтринная светимость. Эта величина выражается через энергию, уносимую нейтрино из единицы объема в единицу времени q , соотношением

$$\frac{d(L_\nu e^\nu)}{dr} = \frac{4\pi r^2 e^\nu}{\left(1 - \frac{2Gu}{c^2 r}\right)^{1/2}} q. \quad (9)$$

3. *Характеристики атмосферы.* Как уже было отмечено, масса M и радиус R определяются в результате интегрирования уравнений гидростатического равновесия (2), (3). Тогда, задавая определенную светимость L_γ , которая связана с эффективной поверхностной температурой T_R соотношением

$$L_\gamma = 4\pi\sigma R^2 T_R^4, \quad (10)$$

можно определить и T_R . Необходимо найти также значения давления P_R и плотности ρ_R на поверхности горячей конфигурации, соответствующие данному значению T_R (или, что то же самое, выбранному L_γ). Для определения этих величин прежде всего воспользуемся условием, накладываемым на оптическую глубину поверхностных слоев τ_R . В теории звездных атмосфер показывается [15], что эта величина равна

$$\tau_R = \int_R^\infty \chi_\rho dr \approx \chi(\rho_R, T_R) \int_R^\infty \rho dr = \frac{2}{3}. \quad (11)$$

Если в пределах фотосферы пренебречь изменением ускорения свободного падения, то из (2) и (11) получим

$$\chi_R P_R = \frac{2GM}{3R^2} \left(1 + \frac{P_R}{\rho_R c^2}\right) \left(1 + \frac{4\pi R^3 P_R}{Mc^2}\right) \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right)^{-1}. \quad (12)$$

В оболочках барионных конфигураций из трех поправок ОТО, входящих в уравнение гидростатического равновесия (2), а также (12),

$P/\rho c^2$, $4\pi r^3 P/\mu c^2$, $2Gu/c^2 r$, наиболее существенной является последняя, так как первые две соответственно не превышают 10^{-3} и 10^{-20} и поэтому они в дальнейшем не будут учтены.

В качестве второго условия для определения P_R и ρ_R воспользуемся уравнением состояния для наружных невырожденных слоев

$$P = \left(\frac{1}{\mu_{\text{ион}}} + \frac{1}{\mu_e} \right) \frac{k\rho T}{m_p} + \frac{1}{3} a T^4. \quad (13)$$

Здесь первое слагаемое — газовое давление, а второе — давление излучения; $\mu_{\text{ион}}$ и μ_e — соответственно молекулярные веса ионов и электронов. Мы рассматриваем случай атмосферы, состоящей из железа — Fe ($A=56$, $Z=26$). В случае высоких температур ($T \geq 5 \cdot 10^7$ К), когда имеет место полная ионизация, $\mu_0^{-1} = (Z+1)/A$. При более же низких температурах $\mu = \mu(\rho, T)$ и определяется по формулам Саха, которые в случае железа весьма сложны и их практическое использование затруднено. Для упрощения примем, что ионизация k -го электрона наступает при $kT = U_k$, где U_k — потенциал ионизации, значения которого взяты из [16]. В табл. 2 приводятся значения степени ионизации $\varphi(T)$ ($\mu^{-1} = \mu_0^{-1} \varphi(T)$) для различных значений температуры T .

В невырожденной атмосфере барионных звезд второе слагаемое в (5) весьма мало и коэффициент непрозрачности определяется поглощением излучения $\chi = \chi_R$. Эта величина может быть представлена в виде

$$\chi_R = \chi_1(\rho, T) + \chi_2(\rho, T), \quad (14)$$

где χ_2 обусловлена рассеянием на свободных электронах (комptonовское рассеяние), а χ_1 — всеми остальными переходами. Величина χ наиболее полно вычислена в [17], по данным которой в [5] построены двухпараметрические кривые (зависимость $\lg \chi$ от $\lg \rho$ для различных значений T). Для дальнейших вычислений нам удобно иметь аналитические выражения для χ_R . В случае железа χ_1 в хорошем приближении может быть вычислена по модифицированной формуле Крамерса [4]

$$\chi_1 = 1.4 \cdot 10^{35} \rho^{0.5} T^{-3.5}. \quad (15)$$

Эта формула нами была использована для определения параметров фотосферы. Во внутренней же области невырожденной атмосферы к результатам [17, 5] ближе аппроксимация

$$\chi_1 = \chi_0 \rho^2 T^3, \quad (16)$$

где $\gamma_0 = 8.9 \cdot 10^{10}$; $\alpha = 0.32$; $\beta = -2.28$. Для γ_0 согласно [18] в рассматриваемой области ρ и T имеем

$$\gamma_0 = 0.19 e^{-\gamma T}; \quad \gamma = 8 \cdot 10^{-11}. \quad (17)$$

Задавая в уравнениях (12) и (13) поверхностную температуру T_R , мы можем определить также давление и плотность вещества на поверхности — P_R и ρ_R . Соответствующие данные приводятся в табл. 2. Отметим, что при $T_R \leq 10^7$ °К в (13) давлением излучения можно пренебречь по сравнению с газовым давлением. В области же температур $T_R > 2 \cdot 10^7$ общее давление, которое определяется совместным решением (12) и (13), оказывается меньше давления излучения, что физически нелепо (аналогичный результат имеется и в работе [5]. Однако здесь и при $T_R > 2 \cdot 10^7$ общее давление в фотосфере отождествлено с газовым — можно проверить по данным табл. 2 работы [5], что не корректно). Поэтому в табл. 2 мы эти данные опускаем. Полученный результат, по всей вероятности, означает, что при столь высоких температурах фотосфера не может находиться в статически равновесном состоянии.

В табл. 2 приводятся значения фотонной светимости на бесконечности — L_∞^* , где $L_\infty^* = L_R^* e^{\nu(R)}$. Здесь один множитель $e^{\nu(R)}$ обусловлен красным смещением, а второй — разницей собственного времени. Здесь же приводятся значения длины волны максимального излучения для удаленного наблюдателя ($\lambda_{\max} = 2.896 \cdot 10^7 (e^{-\nu(R)/2} / T_R)$ Å).

Уравнения (2), (4), (5) и (13) позволяют определить значения функций $P(r)$, $T(r)$, $\rho(r)$ во всей толще наружных слоев. Так как масса и толщина наружных невырожденных слоев весьма малы (см. [5], а также табл. 3 настоящей работы), то с хорошей точностью можно принять внутри этого слоя

$$\begin{aligned} M(r) &= M(R), \\ \nu(r) &= \nu(R), \\ \lambda(r) &= \lambda(R). \end{aligned} \quad (18)$$

Ввиду незначительности массы наружного слоя будут весьма малы и его энергетические запасы (8). Поэтому можно пренебречь наращиванием фотонной светимости в поверхностном слое и в его пределах принять

$$L(r) = L(R). \quad (19)$$

Условия (18) и (19) с хорошей точностью справедливы не только для невырожденного слоя, но и для наружных вырожденных слоев

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОСФЕРЫ

| T_R (K) | $\bar{\tau}$ | $\lg(L_{\gamma}^{\infty}/L_{\odot})$ | | $\lambda_{\max} A^{\circ}$ | | $\lg \rho_R$ (г/см ³) | | $\lg P_R$ (дин/см ²) | |
|----------------|--------------|--------------------------------------|-------------------|----------------------------|-------------------|-----------------------------------|-------------------|----------------------------------|-------------------|
| | | $M=0.64M_{\odot}$ | $M=1.55M_{\odot}$ | $M=0.64M_{\odot}$ | $M=1.55M_{\odot}$ | $M=0.64M_{\odot}$ | $M=1.55M_{\odot}$ | $M=0.64M_{\odot}$ | $M=1.55M_{\odot}$ |
| $5 \cdot 10^7$ | 1.00 | 6.230 | 5.707 | 0.628 | 0.846 | | | | |
| $4 \cdot 10^7$ | 0.94 | 5.842 | 5.319 | 0.785 | 1.055 | | | | |
| $3 \cdot 10^7$ | 0.89 | 5.342 | 4.819 | 1.046 | 1.410 | | | | |
| $2 \cdot 10^7$ | 0.75 | 4.638 | 4.114 | 1.570 | 2.120 | -0.634 | -0.078 | 14.093 | 14.699 |
| $1 \cdot 10^7$ | 0.65 | 3.434 | 2.910 | 3.140 | 4.240 | -0.978 | -0.372 | 13.436 | 14.042 |
| $9 \cdot 10^6$ | 0.64 | 3.251 | 2.727 | 3.490 | 4.710 | -1.050 | -0.444 | 13.312 | 13.918 |
| $8 \cdot 10^6$ | 0.63 | 3.046 | 2.523 | 3.930 | 5.300 | -1.134 | -0.528 | 13.169 | 13.676 |
| $7 \cdot 10^6$ | 0.62 | 2.814 | 2.291 | 4.490 | 6.060 | -1.226 | -0.618 | 13.013 | 13.621 |
| $6 \cdot 10^6$ | 0.61 | 2.547 | 2.023 | 5.240 | 7.060 | -1.324 | -0.722 | 12.841 | 13.443 |
| $5 \cdot 10^6$ | 0.60 | 2.230 | 1.707 | 6.280 | 8.480 | -1.456 | -0.850 | 12.622 | 13.228 |
| $4 \cdot 10^6$ | 0.48 | 1.842 | 1.319 | 7.850 | 10.58 | -1.552 | -0.918 | 12.331 | 12.966 |
| $3 \cdot 10^6$ | 0.40 | 1.342 | 0.819 | 10.46 | 14.10 | -1.710 | -1.125 | 11.950 | 12.555 |
| $2 \cdot 10^6$ | 0.30 | 0.638 | 0.114 | 15.70 | 21.20 | -1.921 | -1.283 | 11.458 | 12.096 |
| $1 \cdot 10^6$ | 0.21 | -0.566 | -1.089 | 31.40 | 42.40 | -2.318 | -1.714 | 10.605 | 11.209 |
| $9 \cdot 10^5$ | 0.20 | -0.749 | -1.273 | 34.88 | 47.11 | -2.361 | -1.762 | 10.474 | 11.073 |
| $8 \cdot 10^5$ | 0.19 | -0.954 | -1.477 | 39.30 | 53.00 | -2.418 | -1.816 | 10.318 | 10.921 |
| $7 \cdot 10^5$ | 0.18 | -1.185 | -1.709 | 44.85 | 60.67 | -2.476 | -1.877 | 10.150 | 10.749 |
| $6 \cdot 10^5$ | 0.17 | -1.453 | -1.977 | 52.33 | 70.66 | -2.546 | -1.947 | 9.951 | 10.550 |
| $5 \cdot 10^5$ | 0.13 | -1.770 | -2.293 | 62.80 | 84.80 | -2.629 | -2.030 | 9.715 | 10.314 |
| $4 \cdot 10^5$ | 0.13 | -2.158 | -2.681 | 78.50 | 106.0 | -2.731 | -2.132 | 9.427 | 10.026 |

T_R — поверхностная температура; $\bar{\tau}$ — степень ионизации; L_{γ}^{∞} — фотонная светимость на бесконечности; λ_{\max} — длина волны максимума излучения с учетом красного смещения; ρ_R и P_R — соответственно плотность и давление в фотосфере.

барионных звезд, где вещество состоит из атомных ядер и вырожденного электронного газа („Ае“-фаза). Действительно, для рассматриваемых конфигураций согласно [6] для массы и радиуса этой фазы имеем $\Delta M/M_{\odot} = 8.92 \cdot 10^{-5}$, $\Delta R/R = 0.108$ (для $M = 0.64 M_{\odot}$) и $\Delta M/M_{\odot} = 4.46 \cdot 10^{-6}$, $\Delta R/R = 0.0183$ (для $M = 1.55 M_{\odot}$), т. е. эти параметры весьма малы, поэтому и здесь с хорошей точностью можно снова пользоваться приближением (18), (19).

Наконец, о граничных условиях. Значения давления, плотности и температуры на поверхности конфигураций

$$P = P_R, \quad \rho = \rho_R, \quad T = T_R \quad \text{при} \quad r = R \quad (20)$$

оказываются весьма малыми по сравнению с соответствующими внутренними характеристиками. Поэтому мы можем вместо (20) пользоваться нулевыми граничными условиями

$$P = 0; \quad \rho = 0; \quad T = 0 \quad \text{при} \quad r = R. \quad (21)$$

Подставляя в (14) при $T \ll 1/\gamma$ $e^{-\gamma T} = 1$ и решая вышеуказанные уравнения методом последовательных приближений, во втором приближении получим

$$P = (T_0^5/a) \Phi(T/T_0) = (T_0^5/a) \left\{ \ln(1 + T/T_0) + \sum_{k=1}^4 \frac{(-1)^k}{k} (T/T_0)^k \right\}. \quad (22)$$

Здесь

$$T_0 = a/0.19 A; \quad a = \left(\frac{1 + \alpha}{4 + \alpha - \beta} \right)^{2/(1+\alpha)} \left[A \lambda_0 \left(\frac{1/m_p}{k} \right)^{\alpha} \right]^{1/(1+\alpha)}; \quad (23)$$

$$A = (3L_{\gamma}/(64 \pi \sigma GM)) \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R} \right)^{1/2},$$

значения же постоянных λ_0 , α и β приведены в объяснении формулы (16).

Уравнения (2) и (4) имеют два асимптотических решения:

$$\begin{aligned} \text{при } T/T_0 \ll 1; \quad (\lambda_1 > \lambda_2), \quad P &= T^5/5a_0; \\ \text{при } T/T_0 \gg 1; \quad (\lambda_1 < \lambda_2), \quad P &= T_0 T^4/4a_0. \end{aligned} \quad (24)$$

Тот факт, что (22) весьма быстро переходит к асимптотам (24), говорит о том, что второе приближение является хорошим.

В области же температур $T > 1/\gamma$ в (14) доминирующим становится λ_2 , поэтому в этой области, принимая $\lambda_R = 0.19 e^{-\gamma T}$, совместным

интегрированием (2) и (4), после сшивки полученного результата с (22) в точке $T = 1/\gamma$, получим

$$P = (0.19 \gamma^4 A)^{-1} F(\gamma T), \quad (25)$$

где

$$F(\gamma T) = e^{\gamma T} [(\gamma T)^3 - 3(\gamma T)^2 + 6(\gamma T) - 6] + 5.65. \quad (26)$$

Выражения для давления (22) и (25) справедливы до наступления вырождения электронного газа. Определим точку вырождения как точку, где давление невырожденных слоев приравнивается давлению вырожденного электронного газа [14]

$$P = Bf(x); \quad B = m_e c^5 / (24 \pi^2 h^3) = 6.01 \cdot 10^{22} \text{ эрг/см}^3, \quad (27)$$

$$f(x) = x(2x^2 - 3) \sqrt{x^2 + 1} + 3 \ln(x + \sqrt{x^2 + 1}),$$

где $x = p_e / m_e c$, p_e — импульс Ферми вырожденных электронов. Параметр x связан с плотностью вещества ρ соотношением

$$x = (3\pi^2 / \mu_e m_p)^{1/3} (h / m_e c) \rho^{1/3} = 0.789 \cdot 10^{-2} \rho^{1/3}.$$

Обозначим через ρ_b и T_b соответственно значения плотности и температуры в точке вырождения. Эти величины определяются из соотношения

$$Bf(x_b) = \begin{cases} (T_0^3/a) \Phi(T_b/T_0), & T_b < 1/\gamma, \\ (0.19 \gamma^4 A)^{-1} F(\gamma T_b), & T_b > 1/\gamma. \end{cases} \quad (28)$$

Численные значения ρ_b и T_b приведены в табл. 3, где приводятся также значения параметра x_b в точке вырождения, из которых видно, что при высоких поверхностных температурах ($T_R > 8 \cdot 10^6$) электроны в этой точке релятивистские, поэтому здесь можно положить $f(x) = 2x^4$.

На рис. 1 приводятся кривые зависимости температуры вырождения от светимости соответственно для конфигураций $M = 0.64 M_\odot$ и $M = 1.55 M_\odot$ (сплошные кривые).

Уравнения (2), (13), (22) и (25) позволяют определить зависимость температуры от радиуса — $T(r)$ в толще невырожденного слоя. В случае $T < 1/\gamma$, когда имеет место (22), получаем

$$R - r = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right) \frac{R^2}{GM} \frac{k(T - T_R)}{\mu_e m_p} \Psi(T/T_0), \quad (29)$$

где Ψ — весьма медленно меняющаяся функция

$$4 \leq \Psi \leq 5, \quad \text{когда} \quad 0 \leq T/T_0 \leq 1/\gamma T_0.$$

ЗАВИСИМОСТЬ ВНУТРЕННИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОТ ПОВЕРХНОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

| T_R (°K) | $\lg T_b$ (°K) | | $\lg \rho_b$ (г/см ³) | | $x_b = p_e / (m_e c)$ | | $(R-r)/R$ | | $\lg T_{x=45}$ (°K) | |
|----------------|------------------|------------------|-----------------------------------|------------------|-----------------------|------------------|---------------------|---------------------|---------------------|------------------|
| | $M=0.64 M_\odot$ | $M=1.55 M_\odot$ | $M=0.64 M_\odot$ | $M=1.55 M_\odot$ | $M=0.64 M_\odot$ | $M=1.55 M_\odot$ | $M=0.64 M_\odot$ | $M=1.55 M_\odot$ | $M=0.64 M_\odot$ | $M=1.55 M_\odot$ |
| $5 \cdot 10^7$ | 10.493 | 10.373 | 10.274 | 9.925 | 21.10 | 16.06 | 0.0660 | 0.0960 | 11.310 | 11.018 |
| $4 \cdot 10^7$ | 10.436 | 10.350 | 10.110 | 9.856 | 18.51 | 15.23 | 0.0580 | 0.0900 | 11.171 | 10.858 |
| $3 \cdot 10^7$ | 10.354 | 10.252 | 9.863 | 9.576 | 15.31 | 12.29 | 0.0500 | 0.0700 | 10.973 | 10.664 |
| $2 \cdot 10^7$ | 10.247 | 9.950 | 9.542 | 8.711 | 11.97 | 6.52 | 0.0380 | 0.0320 | 10.702 | 10.387 |
| $1 \cdot 10^7$ | 9.656 | 8.821 | 7.889 | 6.097 | 3.367 | 0.825 | 0.0092 | 0.0028 | 10.208 | 9.853 |
| $9 \cdot 10^6$ | 9.490 | 8.720 | 7.695 | 5.869 | 2.900 | 0.714 | $6.4 \cdot 10^{-4}$ | 0.0020 | 10.125 | 9.770 |
| $8 \cdot 10^6$ | 9.110 | 8.628 | 6.610 | 5.729 | 1.260 | 0.642 | $2.7 \cdot 10^{-4}$ | $1.5 \cdot 10^{-3}$ | 10.035 | 9.669 |
| $7 \cdot 10^6$ | 9.002 | 8.523 | 6.420 | 5.562 | 1.090 | 0.564 | $2.0 \cdot 10^{-4}$ | $1.2 \cdot 10^{-3}$ | 9.930 | 9.570 |
| $6 \cdot 10^6$ | 8.762 | 8.405 | 5.958 | 5.365 | 0.764 | 0.484 | $1.2 \cdot 10^{-4}$ | $9.4 \cdot 10^{-4}$ | 9.809 | 9.447 |
| $5 \cdot 10^6$ | 8.614 | 8.281 | 5.712 | 5.209 | 0.633 | 0.414 | $8.4 \cdot 10^{-5}$ | $7.3 \cdot 10^{-4}$ | 9.665 | 9.301 |
| $4 \cdot 10^6$ | 8.474 | 8.139 | 5.413 | 4.937 | 0.526 | 0.349 | $6.5 \cdot 10^{-5}$ | $5.5 \cdot 10^{-4}$ | 9.487 | 9.122 |
| $3 \cdot 10^6$ | 8.244 | 7.971 | 5.101 | 4.690 | 0.396 | 0.289 | $3.7 \cdot 10^{-5}$ | $4.1 \cdot 10^{-4}$ | 9.256 | 8.890 |
| $2 \cdot 10^6$ | 7.999 | 7.752 | 4.717 | 4.561 | 0.295 | 0.221 | $2.1 \cdot 10^{-5}$ | $2.6 \cdot 10^{-4}$ | 8.930 | 8.562 |
| $1 \cdot 10^6$ | 7.620 | 7.410 | 4.127 | 3.746 | 0.187 | 0.140 | $8.7 \cdot 10^{-6}$ | $9.3 \cdot 10^{-5}$ | 8.370 | 8.001 |
| $9 \cdot 10^5$ | 7.560 | 7.326 | 4.000 | 3.585 | 0.173 | 0.123 | $7.6 \cdot 10^{-6}$ | $7.6 \cdot 10^{-5}$ | 8.285 | 7.922 |
| $8 \cdot 10^5$ | 7.500 | 7.263 | 3.944 | 3.486 | 0.162 | 0.114 | $6.6 \cdot 10^{-6}$ | $6.6 \cdot 10^{-5}$ | 8.190 | 7.895 |
| $7 \cdot 10^5$ | 7.426 | 7.186 | 3.827 | 3.367 | 0.148 | 0.104 | $5.6 \cdot 10^{-6}$ | $5.5 \cdot 10^{-5}$ | 8.084 | 7.721 |
| $6 \cdot 10^5$ | 7.342 | 7.106 | 3.697 | 3.249 | 0.134 | 0.095 | $4.6 \cdot 10^{-6}$ | $4.6 \cdot 10^{-5}$ | 7.961 | 7.598 |
| $5 \cdot 10^5$ | 7.240 | 7.023 | 3.543 | 3.134 | 0.119 | 0.087 | $3.6 \cdot 10^{-6}$ | $3.8 \cdot 10^{-5}$ | 7.816 | 7.460 |
| $4 \cdot 10^5$ | 7.110 | 6.881 | 3.367 | 2.888 | 0.104 | 0.072 | $2.7 \cdot 10^{-6}$ | $2.7 \cdot 10^{-5}$ | 7.638 | 7.283 |

T_R — поверхностная температура; T_b , ρ_b и x_b — соответственно температура, плотность и параметр релятивизма в точке вырождения, p_e — импульс Ферми вырожденных электронов; $(R-r)$ — толщина невырожденного слоя; $T(x=45)$ — температура в начале „Аев“-фазы.

В случае же $T \geq 1/\gamma$ вместо (22) используем (25) и в результате получаем

$$R - r = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right) \frac{R^3}{GM} \frac{k(T - T_R)}{\mu_0 m_p} \times \\ \times \{\ln F(\gamma T) + (4 - \ln 0.25)/\gamma T\}. \quad (30)$$

Подставляя в (29) и (30) параметры точки вырождения, получим величину толщины наружного невырожденного слоя. Численные значения приведены в табл. 3, из которых видно, что при увеличении

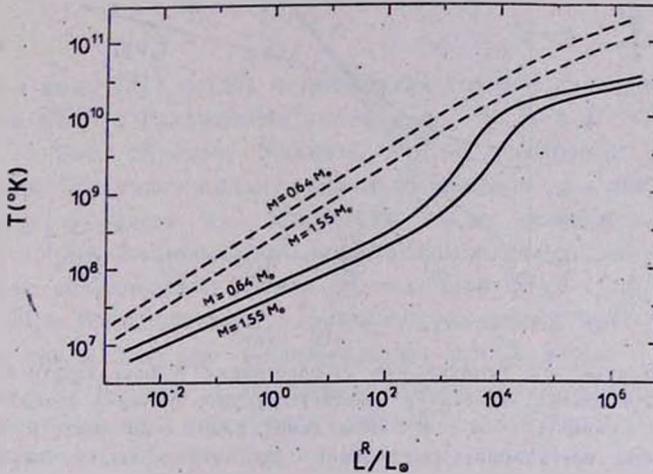


Рис. 1. Зависимость внутренней температуры от светимости. Сплошные кривые изображают зависимость температуры вырождения от светимости, а пунктирные — температуры при $\rho = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ (начало „Аен“-фазы).

поверхностной температуры толщина этого слоя увеличивается, однако даже при $T_R \approx 10^7 \text{ К}$ не превышает нескольких процентов радиуса, а при более низких температурах, весьма быстро убывает. На рис. 2 для конфигурации $M = 0.64 M_\odot$ у поверхности приводится вид функции $\lg T(r)$ в случае различных значений поверхностной температуры. Крестиками на кривых указаны точки вырождения, рядом с которыми приведены значения E_F/kT при наступлении вырождения (E_F — энергия Ферми вырожденных электронов).

4. *Внутренняя температура.* Обычно при рассмотрении вырожденных горячих конфигураций — белых карликов и барионных звезд [11, 3, 4], принято температуру вырождения T_b отождествлять с внутренней температурой, которая из-за большой теплопроводности вырожденных электронов принимается постоянной во всей внутренней

области звезды. Однако такое допущение не совсем корректно, так как в верхних вырожденных слоях имеется заметный градиент температуры, рассмотрение которого и произведем в настоящем разделе.

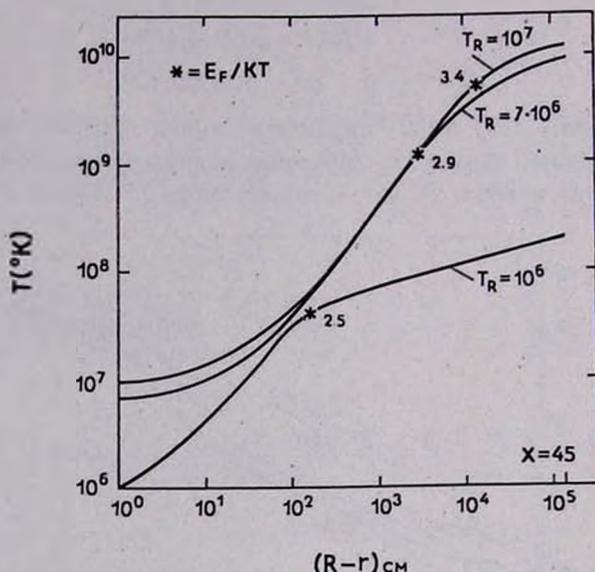


Рис. 2. Зависимость температуры от расстояния с поверхности конфигурации $M = 0.64 M_{\odot}$. На кривых приведены соответствующие значения поверхностной температуры. Крестиками указаны точки вырождения, рядом с которыми приведены значения E_F/kT при наступлении вырождения (E_F — энергия вырождения электронов). Кривые продолжены до начала „Аеп“-фазы ($\rho = 2.5 \cdot 10^{11}$ г/см³; $x = 45$).

При наступлении вырождения имеет место полная ионизация, так как температура превышает $5 \cdot 10^7$ °К (табл. 3). Поэтому в коэффициенте поглощения излучения необходимо учесть только рассеяние на свободных электронах ($\chi_R = \chi_2$). Перепишем (5) в виде

$$\chi = \chi_c / (1 + \chi_c / \chi_R), \quad (31)$$

где

$$\chi_c = 16 \sigma T^3 / 3 \rho \lambda_e. \quad (32)$$

Величина χ_c / χ_R сравнима с единицей только в непосредственной окрестности точки вырождения. При увеличении плотности χ_c весьма быстро убывает (35).

Для коэффициента теплопроводности вырожденных электронов в [19, 20] было получено

$$\lambda_e = \frac{2\pi^2 m_e^5 c^8 k}{9h^3 e^4 l} (T/T_e) \frac{x^2}{x^2 + 1}, \quad (33)$$

где $T_e = m_e c^2 / k = 5.94 \cdot 10^9$ °K, $x = p_e / m_e c$, e — заряд электрона, h — постоянная Планка. Для I в случае однородного химического состава можно получить

$$I = [Z^2 \rho / (6 A m_p)] \lg (69.984 \pi^2 Z^2). \quad (34)$$

Здесь A и Z — соответственно массовое число и заряд ядер.

Подставляя (38) в (39) и производя вычисления всех коэффициентов, для χ_c в случае Fe получим

$$\chi_c = 124 \frac{1 + x^2}{x^6} (T/T_e)^2. \quad (35)$$

Имея в виду (31) и (35) и производя совместное интегрирование (2) и (4) на ЭВМ с граничными условиями $T = T_b$ и $P = P_b$, получим значения T в этой области. Укажем, что в некоторых предельных случаях можно получить аналитические выражения для зависимости T от параметра x . Здесь для краткости мы их приводить не будем. В табл. 3 и на рис. 1 (пунктирные кривые) приведены значения температуры в точке исчезновения электронно-ядерной фазы („eA“-фаза), где $x = 45$ [7]. При более высоких плотностях указанный метод применять нельзя, так как здесь уже несправедливо приближение (18). Кроме того, при $x > 45$ в среде появляются вырожденные нейтроны („neA“-фаза), наличие которых еще более увеличит коэффициент теплопроводности, а следовательно сильно уменьшит градиент температуры. Так, если даже не учесть теплопроводности нейтронов и, используя для χ_c выражение (35), продолжить интегрирование до $\rho = 10^{14}$ г/см³, то вычисления показывают, что рост температуры практически не происходит. Поэтому значение $T e^{x/2}$ во всей внутренней области конфигураций приравнено его значению при $x = 45$ ($\rho = 2.5 \cdot 10^{11}$ г/см³). Из данных табл. 3 замечаем, что $T(x = 45)$ на целый порядок превосходит значение температуры в точке вырождения. Именно поэтому на рис. 1 пунктирные кривые, которые показывают зависимость $T(x = 45)$ от светимости, не чувствительны к изменениям сплошных кривых, изображающих значения температуры в точке вырождения.

Отметим здесь следующее. В наших расчетах при $x_b > 1$ внутренняя температура при одной и той же светимости (т. е. поверхностной температуре) оказывается выше, чем в [5]. Нам кажется, причина этого в том, что в [5] (можно проверить по данным рис. 1 [5]) для χ_c и в случае $x > 1$ было использовано нерелятивистское выражение $\chi_c = \text{const } \rho^{-2} T^2$, в то время, как следует из (35), здесь $\chi_c = \text{const } \rho^{-4.3} T^2$.

Как следует из (4), при $\lambda_c \rightarrow 0$ ($\lambda_c \rightarrow \infty$) $e^{\nu/2} T = \text{const}$. Поэтому, имея значение T при $x = 45$ и вид кривой $e^{\nu(r)}$ из [6], мы можем определить также значение температуры в центре конфигураций

$$T_c = T(x = 45) \exp \frac{1}{2} \{ \nu(r_{x=45}) - \nu(0) \}.$$

Значения этой величины для различных поверхностных температур приведены в табл. 4.

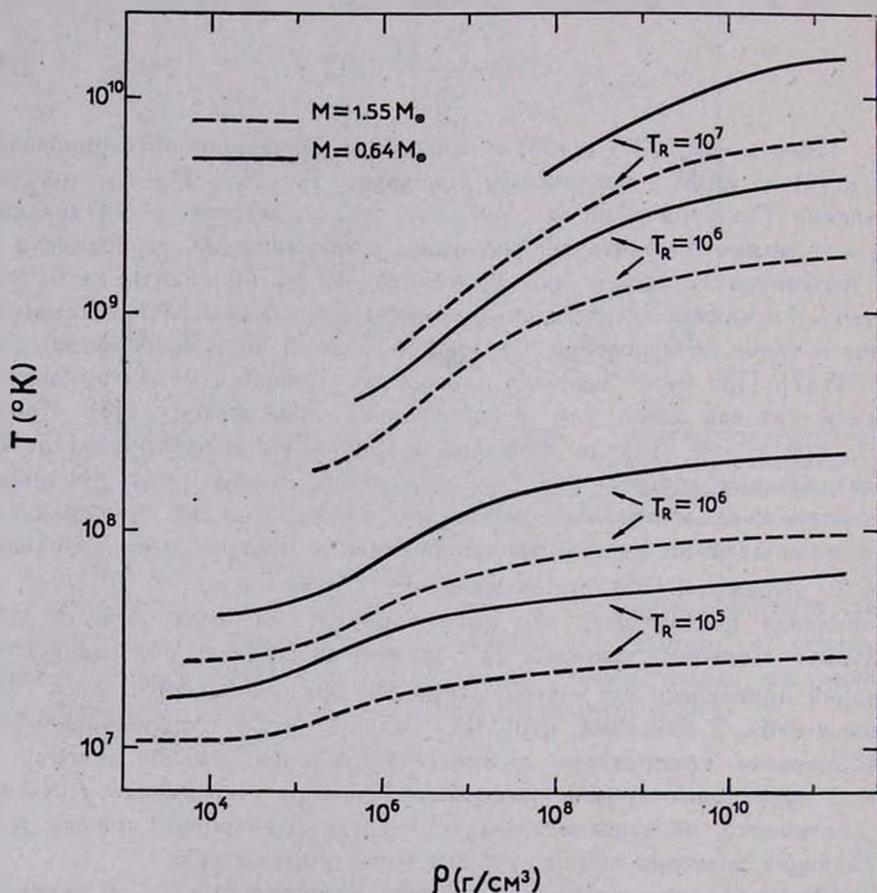


Рис. 3. Зависимость температуры от плотности. Сплошные кривые относятся к конфигурации $M = 0.64 M_{\odot}$, а пунктирные к $M = 1.55 M_{\odot}$. Рядом с кривыми указаны значения поверхностной температуры.

На рис. 3 приводится зависимость температуры от распределения плотности в области $\rho_b \leq \rho \leq 2.5 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ для четырех значений поверхностной температуры.

Таблица 4

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ГОРЯЧИХ КОНФИГУРАЦИЙ

| T_R (°K) | $\lg T_c$ (°K) | | $\lg L_T^{\gamma}$ (эрг/сек) | | $\lg L_T^{\nu}$ (эрг/сек) | | $\lg U_T$ (эрг) | | $\lg \tau$ (лет) | |
|----------------|----------------------|----------------------|------------------------------|----------------------|---------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| | $M = 0.64 M_{\odot}$ | $M = 1.55 M_{\odot}$ | $M = 0.64 M_{\odot}$ | $M = 1.55 M_{\odot}$ | $M = 0.64 M_{\odot}$ | $M = 1.55 M_{\odot}$ | $M = 0.64 M_{\odot}$ | $M = 1.55 M_{\odot}$ | $M = 0.64 M_{\odot}$ | $M = 1.55 M_{\odot}$ |
| $5 \cdot 10^7$ | 11.314 | 11.025 | 39.807 | 39.284 | 57.116 | 55.430 | 52.227 | 51.595 | -12.856 | -11.808 |
| $2 \cdot 10^7$ | 10.706 | 10.394 | 38.215 | 37.692 | 52.251 | 50.391 | 51.011 | 50.333 | -9.131 | -7.047 |
| $1 \cdot 10^7$ | 10.212 | 9.859 | 37.011 | 36.488 | 48.315 | 46.125 | 50.023 | 49.264 | -6.223 | -4.970 |
| $8 \cdot 10^6$ | 10.038 | 9.675 | 36.624 | 36.100 | 47.935 | 44.672 | 49.676 | 48.897 | -5.104 | -4.145 |
| $6 \cdot 10^6$ | 9.812 | 9.454 | 36.124 | 35.601 | 46.141 | 42.881 | 49.224 | 48.454 | -3.782 | -2.318 |
| $4 \cdot 10^6$ | 9.491 | 9.129 | 35.420 | 34.896 | 42.557 | 40.441 | 48.580 | 47.803 | -1.986 | -0.482 |
| $2 \cdot 10^6$ | 8.934 | 8.569 | 34.215 | 33.692 | 38.093 | 36.259 | 47.366 | 46.683 | 1.401 | 2.360 |
| $1 \cdot 10^6$ | 8.374 | 8.012 | 33.011 | 32.488 | 33.747 | 32.755 | 46.346 | 45.569 | 4.459 | 4.291 |
| $9 \cdot 10^5$ | 8.288 | 7.929 | 32.828 | 32.305 | 33.121 | 32.253 | 46.176 | 45.403 | 4.492 | 4.778 |
| $8 \cdot 10^5$ | 8.194 | 7.831 | 32.624 | 32.100 | 32.449 | 31.665 | 45.987 | 45.209 | 5.197 | 5.015 |
| $7 \cdot 10^5$ | 8.088 | 7.727 | 32.392 | 31.868 | 31.717 | 31.037 | 45.775 | 45.001 | 5.381 | 5.182 |
| $6 \cdot 10^5$ | 7.965 | 7.604 | 32.124 | 31.601 | 30.900 | 30.296 | 45.529 | 44.754 | 5.651 | 5.337 |
| $5 \cdot 10^5$ | 7.820 | 7.466 | 31.807 | 31.284 | 29.948 | 29.468 | 45.238 | 44.478 | 5.748 | 5.483 |
| $4 \cdot 10^5$ | 7.642 | 7.290 | 31.420 | 30.896 | 28.859 | 28.408 | 44.882 | 44.105 | 5.859 | 5.621 |

T_c — температура в центре конфигурации, L_T^{γ} и L_T^{ν} — соответственно фотонная и нейтринная светимости на бесконечности; U_T — полная тепловая энергия звезды; τ — время охлаждения.

Знание внутренней температуры позволяет вычислить также значения внутренней тепловой энергии. Действительно, как было отмечено выше, для рассматриваемых конфигураций основная доля массы сконцентрирована в барионной сердцевине. Масса электронно-ядерной оболочки не превышает 10^{-4} массы звезды. Поэтому при нахождении U_T — полных запасов тепловой энергии мы можем в (7) интегрирование производить до начала „eA“-фазы. Однако в этой области $T_e^{7/2} = \text{const}$, следовательно в (7) можно T_e вынести из под интеграла. Используя данные [6], в результате интегрирования получим

$$U_T (\text{эрг}) = \begin{cases} 4.108 \cdot 10^{29} T_c^2, & M = 0.64 M_{\odot}. \\ 3.729 \cdot 10^{29} T_c^2, & M = 1.55 M_{\odot}. \end{cases} \quad (36)$$

Значения U_T в зависимости от T_R приведены в табл. 4.

5. *Нейтринная светимость.* Воспользовавшись универсальным лагранжианом слабого взаимодействия [21], можно вычислить суммарную энергию, уносимую нейтрино из единицы объема в единицу времени — q (эрг/см³сек). Для сверхплотных вырожденных конфигураций важны следующие нейтринные процессы.

а. *Плазменные нейтрино.*

$$\Gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}.$$

Этот процесс был подробно рассмотрен в работах [22, 23]. Необходимо различать поперечные и продольные плазмоны. Обозначим соответственно мощность излучения нейтрино для них через q^t и q^l . Тогда суммарная мощность излучения плазменных нейтрино будет

$$q_1 = q^t + q^l.$$

Если $\gamma \ll 1$, где $\gamma = \hbar\omega_0/kT$, ω_0 — частота плазмона, которая определяется из соотношения $\hbar\omega_0 = 0.055 E_F$ (E_F — энергия Ферми электронов), то вкладом продольных плазмонов можно пренебречь, так как в этом случае $q^l = 0.0158 \gamma^2 q^t$. Для поперечных же плазмонов имеем

$$q^t (\text{эрг/см}^3 \text{сек}) = 2.91 \cdot 10^{21} \gamma^{9.9} F(\gamma); \quad \gamma \leq 2\pi, \quad (37)$$

где $\lambda = kT/m_e c^2$, а для $F(\gamma)$ после подстановки постоянных можно получить

$$\gamma^2 F(\gamma) = 2.404 \{1 + 0.479 \gamma^2 (1 + 0.0208 \gamma^2) \lg \gamma - 0.241 \gamma^2 (1 + 0.0467 \gamma^2)\}. \quad (38)$$

В области же, где $\gamma \ll 1$, необходимо учесть как вклад поперечных, так и продольных плазмонов. Здесь $q^l = 1.078 q^t$, где

$$q^l = 3.65 \cdot 10^{21} \gamma^{7.5} \lambda^9 e^{-\gamma}, \quad \gamma \gg 1. \quad (39)$$

В [24] было отмечено, что результат [22, 23] для энергетических потерь через плазменные нейтрино необходимо умножить на $1/4$ в случае поперечных и на $(1/4) \omega^2/(\omega^2 - k^2)$ в случае продольных плазмонов. В работе же [5] при расчетах эти поправки не были учтены и поэтому потери энергии через плазменные нейтрино здесь завышены в четыре раза.

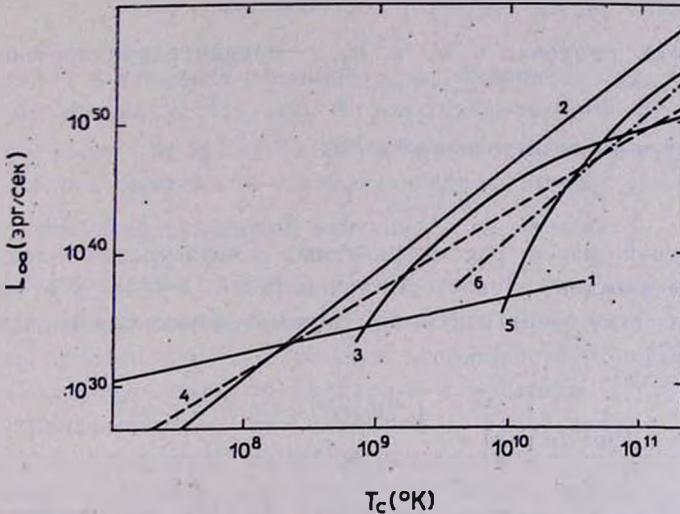
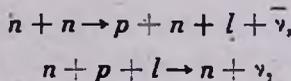


Рис. 4. Зависимость нейтринных светимостей от температуры в центре для различных процессов в случае конфигурации $M=0.64 M_{\odot}$. Кривая 1 относится к фотонной светимости; 2—URCA нейтрино; 3—плазменные нейтрино; 4—нейтринное тормозное излучение; 5—нейтринная аннигиляция пар; 6—фотонейтрино.

6. Нейтрино β -процессов (URCA-процесс). К этим процессам относятся



где $l = e, \mu$ (e — электрон, μ — μ^- мезон). Для нейтринных потерь энергии из единицы объема в единицу времени через эти процессы в [25] было получено

$$q_2 (\text{эрг}/\text{см}^3 \text{сек}) = 10^{21} (\rho/\rho_0)^{2/3} T_9^8 (1 + F), \quad (40)$$

где

$$F = \begin{cases} [1 - 2.25 (\rho/\rho_0)^{4/3}]^{1/2}, & \rho > 1.8 \rho_0 \\ 0, & \rho < 1.8 \rho_0 \end{cases}$$

$$\rho_0 = 3.7 \cdot 10^{14} \text{ г}/\text{см}^3, \quad T_9 = T (^{\circ}\text{K})/10^9.$$

в. *Нейтринное тормозное излучение*

$$e^- + b \rightarrow e^- + b + \nu + \bar{\nu},$$

где $b = p, \Sigma^-$. Для этого процесса мы воспользуемся приближенной формулой Рудермана и Феста (цитировано в [5])

$$q_3 (\text{эрг/см}^3 \text{сек}) = 10^9 m_p T_9^6 (n_p + n_{\Sigma^-}), \quad (41)$$

где m_p — масса протона, а n_p и n_{Σ^-} — концентрации протонов и Σ^- гиперонов.

г. *Нейтринная аннигиляция пар*

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}.$$

В основной массе рассматриваемых конфигураций электронный газ крайне вырожден и ультрарелятивистский ($x \gg 1$). В этом случае для мощности излучения нейтрино, обусловленного аннигиляцией пар, имеем [26, 27]

$$q_4 (\text{эрг/см}^3 \text{сек}) = \begin{cases} 1.73 \cdot 10^{20} \lambda^{3/2} x^5 e^{-x/\lambda}, & \lambda \gg 1 \\ 2.73 \cdot 10^{19} \lambda^{3/2} x^5 e^{-x/\lambda}, & \lambda \ll 1 \end{cases} \quad (42)$$

где $\lambda = kT/m_e c^2$, $x = p_e/m_e c$. Как видим из (42), этот процесс может играть определенную роль лишь при весьма высоких температурах ($\lambda \gg 1$). В обратном же случае ($\lambda \leq 1$) из-за экспоненциального фактора его вклад пренебрежимо мал.

д. *Фотонейтрино*

$$\gamma + e \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}.$$

Этот процесс подробно рассмотрен в [28], где в случае ультрарелятивистского вырожденного электронного газа ($x \gg 1$, $E_F/kT \gg 1$) и свободных фотонов ($k_i^2 = 0$) для мощности нейтринного излучения было получено

$$q_5 (\text{эрг/см}^3 \text{сек}) = 1.51 \cdot 10^{13} T_9^6, \quad (43)$$

$T_9 = T(^{\circ}\text{K})/10^9$. Однако, если учесть, что фотопроецесс происходит не со свободными фотонами, а с плазмонами, то, как было отмечено в [27], выражение (43) должно быть видоизменено. Так, если в случае $\gamma \ll 1$ ($\gamma = \hbar\omega_0/kT$, ω_0 — частота плазмона) плазменной поправкой можно пренебречь и пользоваться формулой (43), то при $\gamma \gg 1$ необходимо выражение q_5 умножить на $a^2/2\pi$, где $a = e^2/\hbar c = 1/137$.

Имея для различных процессов мощность нейтринного излучения как функцию от плотности и температуры— $q_i(\rho, T)$, интегрированием (9) вдоль всего радиуса конфигурации мы можем найти также соответствующие этим процессам нейтринные светимости

$$L_i(\infty) = L_i(R) e^{v(R)} = \int_0^R q_i (1 - 2Gu/c^2 r)^{-1/2} 4\pi r^2 e^v dr. \quad (44)$$

Здесь $L_i(\infty)$ — нейтринная светимость на бесконечности, соответствующая i -ому процессу. На рис. 4 для конфигурации $M = 0.64 M_\odot$ приводятся зависимости $\lg L_i(\infty)$ от логарифма центральной температуры $\lg T_c$. Здесь приводится также аналогичная кривая для фотонной светимости. Значения суммарной нейтринной светимости $L_\nu = \sum_i L_i$ от температуры приведены в табл. 4. Из рис. 4 замечаем, что уже при $T_R > 10^8$ нейтринная светимость догоняет фотонную и в дальнейшем намного превосходит ее. Причем в этой области температур наибольший вклад вносят тормозные нейтрино и нейтрино из β -процессов (URCA-нейтрино). Однако при переходе к более высоким температурам заметным становится также вклад плазменных нейтрино. Роль же нейтринного излучения, обусловленного аннигиляцией пар и фотопроцессом, как следует из рис. 4, для барионных конфигураций пренебрежимо мала.

6. *Время остывания.* Имея суммарную светимость $L = L_\nu + \sum_i L_i$, можно определить также время остывания от одного значения поверхностной температуры до другого. Действительно, проинтегрировав (8) вдоль радиуса конфигурации и имея в виду (7), получим $L_\nu = -dU_T/dt$, где L_ν — суммарная светимость на бесконечности: $L_\nu = \left(L_\nu(R) + \sum_i L_i(R) \right) e^{v(R)}$. Тогда для времени охлаждения от состояния с тепловой энергией U_T^1 до U_T^2 имеем

$$\Delta\tau = - \int_{U_1}^{U_2} dU_T / L_\nu(U_T). \quad (43)$$

Промежуток времени $\Delta\tau$ есть время охлаждения от значения поверхностной температуры T_1 до T_2 (или от фотонной светимости L_1 до L_2), которые соответствуют U_T^1 и U_T^2 . Значения $\Delta\tau$ приведены в табл. 4

и на рис. 5. Мы замечаем, что при температурах $T_R > 2 \cdot 10^7$ время остывания оказывается меньше секунды. Эти промежутки времени намного меньше, чем при соответствующих поверхностных температурах, которые получены в [5]. Причина этого в том, что в наших расчетах температура внутренней изотермической области при тех же поверхностных температурах выше, чем в [5]. А так как мощность нейтринного излучения весьма чувствительна к изменениям температуры (так в случае URCA-процесса $q, \sim T^8$), то это приводит к увеличению нейтринной светимости на несколько порядков и соответственно к уменьшению времени остывания. В области же температур $T_R > 10^6$, когда основным механизмом охлаждения уже становится фотонная светимость, время остывания $\tau > 10^4$ лет.

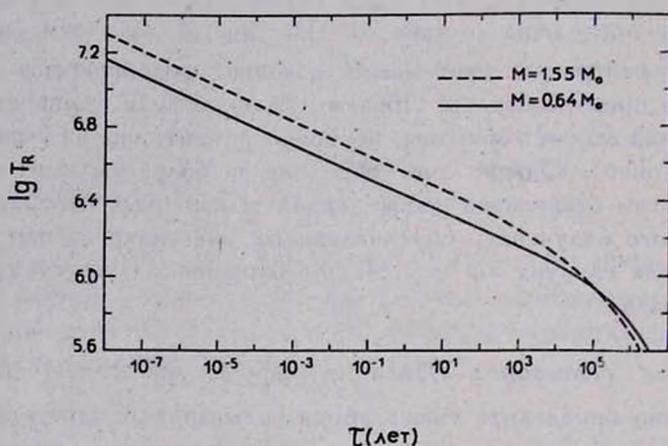


Рис. 5. Зависимость времени охлаждения от поверхностной температуры. Пунктирная кривая относится к конфигурации $M=1.55 M_{\odot}$, а сплошная — $M=0.64 M_{\odot}$.

Интересно сопоставить результаты расчета с данными наблюдения рентгеновских источников. Имея значение для потока фотонов — F ($\text{эрг}/\text{см}^2\text{сек}$) и расстояние до источника — r , можно определить также фотонную светимость: $L_{\gamma} = 4\pi r^2 F$. По величине L_{γ} определяется из результатов расчета время остывания для различных моделей. Наблюдаемый источник отождествляется с такой моделью, время остывания в которой совпадает с возрастом образования данного источника. К сожалению, в настоящее время нет точечных рентгеновских источников, излучение которых имело бы вид излучения черного тела, поэтому привести такое сравнение мы не можем.

В заключение выражаем глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну и профессору Г. С. Саакяну за полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE INTERNAL CHARACTERISTICS AND COOLING TIME OF THE HOT BARION STARS

G. S. HAJIAN, Yu. L. VARTANIAN

The internal characteristics and cooling time are considered for the hot barion stars with masses $0.64 M_{\odot}$ and $1.55 M_{\odot}$. All calculations are made on the basis of general relativity. It is shown that the temperature of internal isothermic region is greater than the temperature in the point of the degeneration almost by one order of magnitude. This brings about a strong decrease of the cooling time in the region of neutrino luminosity in comparison with the earlier investigation. The results of calculation are shown in Fig. 1—5 and Table 2—4.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев, УФН, 98, 201, 1969.
2. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 38, 1016, 1961.
3. H. Y. Chiu, E. E. Salpeter, Phys. Rev. Lett., 12, 413, 1964.
4. D. Morton, Nature, 201, 1308, 1964.
5. S. Tsujuta, A. G. W. Cameron, Canad. J. Phys., 44, 1863, 1966.
6. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Астрон. ж., 41, 191, 1964.
7. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Nuovo Cimento, 30, 82, 1963; Сообщ. Бюр. Обс., 33, 55, 1963.
8. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржиц, ЖЭТФ, 47, 2006, 1964.
9. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
10. R. C. Tolman, Relativity, Thermodynamics and Cosmology, Oxford, 1934, 1934.
11. М. Шварцшильд, Стрoение и эволюция звезд, ИЛ., М., 1961.
12. R. W. Lindquist, Ann. Phys., 37, 487, 1966.
13. K. S. Thorne, Relativistic Stellar Structure and Dynamics, Preprint, 1967.
14. С. Чандрасекар, Введение в учение о строении звезд, ИЛ., М., 1950.
15. Э. Р. Муфель, Звездные атмосферы, Физматгиз, М., 1960.
16. К. Х. Аллен, Астрофизические величины, ИЛ., М., 1960.
17. A. N. Cox, Preprint, 1961.
18. D. H. Sampson, Ap. J., 129, 734, 1959.
19. T. D. Lee, Ap. J., 111, 625, 1941

20. *E. Schutzman*, *White Dwarfs*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1958.
21. *Л. Б. Окунь*, Слабые взаимодействия элементарных частиц, Физматгиз, М., 1963.
22. *J. B. Adams, M. A. Ruderman, H. C. Woo*, *Phys. Rev.*, 129, 1383, 1963.
23. *C. L. Inman, M. A. Ruderman*, *Ap. J.*, 140, 1025, 1964.
24. *M. H. Zaidi*, *Nuovo Cimento*, 40, 502, 1965.
25. *J. N. Bahcall, R. A. Wolf*, *Phys. Rev.*, 140, B 1452, 1965.
26. *H. Y. Chiu*, *Proceeding of International Conference on Cosmic Rays*, Jaipur, India, 1963.
27. *G. Beundet, V. Petrosian, E. E. Salpeter*, Preprint, CRSR-№ 270, 1967.
28. *E. E. Salpeter, V. Petrosian*, *Phys. Rev.*, 154, 1445, 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 7

МАЙ, 1971

ВЫПУСК 2

К ВОПРОСУ О ВРАЩЕНИИ КОНФИГУРАЦИЙ С
ОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ВЕЩЕСТВА В ОТО

Г. Г. АРУТЮНЯН, Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 30 октября 1970

В квадратичном по угловой скорости приближении решена задача об однородном вращении модели, состоящей из несжимаемой жидкости. Рассчитаны внутренняя структура и важнейшие интегральные параметры конфигураций.

1. Есть основания полагать, что взаимодействие между нуклонами на расстояниях порядка $0.5 \cdot 10^{-13}$ см характеризуется эффективным ядерным потенциалом с так называемой „жесткой сердцевиной“ [1]. Если понимать этот потенциал буквально, то можно допустить превышение плотности ядерного вещества примерно в два раза, после чего оно становится несжимаемым. По-видимому, это делает возможным рассмотрение моделей с несжимаемым веществом.

Вопросу вращения конфигураций с несжимаемой жидкостью по ньютоновской теории посвящен ряд работ [2], в которых определяются равновесные формы равномерно вращающейся как целое, однородной, гравитирующей массы жидкости и исследуется устойчивость этих форм по отношению к малым возмущениям. В релятивистском случае представление о модели звезды с несжимаемой жидкостью сталкивается с очевидными трудностями. В частности, нет удовлетворительного ответа на вопрос, какие из известных физических принципов могли бы служить основанием для того, чтобы приписывать такого рода взаимодействию какой-нибудь смысл при релятивистских скоростях. Но, несмотря на то, что в модели несжимаемой жидкости нарушается принцип причинности (скорость звука превышает скорость света), нам кажется интересным рассмотреть свойства звезды, состоя-

щей из несжимаемого вещества, тем более, что состояние такого идеализированного объекта легко поддается анализу, и некоторые общие заключения могут быть перенесены на случай реальных моделей.

По теории Эйнштейна задача об однородном вращении модели звезды, состоящей из несжимаемой жидкости, рассмотрена в [3] в линейном по угловой скорости приближении, соответствующем вращению шара с учетом лишь „кориолисовых сил“.

В настоящей работе получены основные характеристики вращающихся конфигураций с однородным распределением несжимаемого вещества во втором приближении по Ω (Ω — угловая скорость вращения).

2. В сферических координатах метрика, создаваемая стационарным вращением конфигурации, может быть записана в виде

$$-dS^2 = e^{\lambda} dR^2 + e^{\mu} (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) + 2\omega e^{\nu} \sin^2 \theta d\varphi dt + (\omega^2 e^{\mu} \sin^2 \theta - e^{\nu}) dt^2, \quad (1)$$

где λ , μ , ν , ω — функции от R , θ и Ω .

Поскольку метрика должна оставаться неизменной при преобразовании $t \rightarrow -t$, а угловая скорость при этом меняет знак, то все компоненты метрического тензора, кроме ω , должны быть четными функциями Ω . Все неизвестные величины разлагаются в ряд по малому безразмерному параметру $\beta = \Omega^2/8\pi\rho$, причем сохраняются члены не выше второго порядка по Ω :

$$\begin{aligned} e^{-\lambda} &= e^{-i_0} (1 + \beta f(R, \theta)), & e^{\nu} &= e^{\nu_0} (1 + \beta \Phi(R, \theta)), \\ e^{\mu} &= R^2 (1 + \beta U(R, \theta)), & \omega &= \sqrt{\beta} q(R), \\ P &= P_0 + \beta p(R, \theta), & K(R, \theta) &= K_0(R) + \beta N(R, \theta). \end{aligned} \quad (2)$$

В качестве независимых уравнений, определяющих искомые функции, выбраны следующие уравнения Эйнштейна [4]:

$$\begin{aligned} G_1^1 - G_0^0 &= 8\pi(T_1^1 - T_0^0), & G_2^2 &= 0, \\ G_2^2 + G_3^3 &= 8\pi(T_2^2 + T_3^3), & G_0^3 &= 8\pi T_0^3, \end{aligned} \quad (3)$$

в совокупности с уравнениями гидродинамики $T_{,k}^k = 0$, которые сводятся к интегралу

$$K(R, \theta) = 2 \int \frac{dP}{P + \rho} = -\nu - \ln [1 - e^{\mu} (\omega + \Omega)^2 \sin^2 \theta] + c, \quad (4)$$

а также соотношением $u^3 = \Omega u^0$, где

$$u^0 = [e^{\nu} - e^{\mu} (\omega + \Omega)^2 \sin^2 \theta]^{-1/2}.$$

В случае несжимаемой жидкости уравнение состояния вещества легко свести к однопараметрическому, если ввести безразмерную величину $\alpha = P_c/\rho$ (P_c — центральное давление, $\rho = \text{const}$ — плотность).

Вне распределения масс задача решается аналитически [4]. Внутренняя же задача требует численного интегрирования.

Приведем для справок выражения невозмущенных величин. $e^{-\lambda}$, e^{ν} и P_0 определяются из уравнений [5]

$$e^{-\lambda} \left(\frac{v_{11}^0}{2} - \frac{v_1^0 v_1^0}{4} + \frac{v_1^{02}}{4} - \frac{i_1^0 - v_1^0}{2R} \right) = 4\pi P_0. \quad (5)$$

$$e^{-\lambda} \left(\frac{v_1^0}{R} + \frac{1}{R^2} \right) - \frac{1}{R^2} = 8\pi P_0. \quad (6)$$

$$e^{-\lambda} \left(\frac{i_1^0}{R} - \frac{1}{R^2} \right) + \frac{1}{R^2} = 8\pi \rho, \quad (7)$$

которые легко интегрируются при $\rho = \text{const}$. Из (7) имеем

$$e^{-\lambda} = 1 - \frac{8\pi\rho R^2}{3}. \quad (8)$$

Далее, просуммировав (5) и (6) и имея в виду (8), для v^0 получим

$$e^{\nu} = \frac{1}{4C^2} \left(3 - C \sqrt{1 - \frac{8\pi\rho R^2}{3}} \right)^2. \quad (9)$$

(Здесь и в дальнейшем приняты обозначения $\partial\psi/\partial R = \psi_1$, $\partial^2\psi/\partial R^2 = \psi_2$). Те же уравнения дают $P_0 = P_0(R)$:

$$P_0 = \rho \frac{C \sqrt{1 - \frac{8\pi\rho R^2}{3}} - 1}{3 - C \sqrt{1 - \frac{8\pi\rho R^2}{3}}}, \quad (10)$$

где

$$C = \frac{3\alpha + 1}{\alpha + 1}.$$

Система уравнений (3), (4) допускает разделение переменных, если решения искать в виде разложения в ряд по полиномам Лежандра [4]

$$\begin{aligned} N(R, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} N_l(R) P_l(\gamma), & f(R, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} J_l(k) P_l(\gamma), \\ \Phi(R, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} \Phi_l(R) P_l(\gamma), & p(R, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} p_l(R) P_l(\gamma), \end{aligned} \quad (11)$$

причем все неизвестные функции (сказанное не относится к функции $q(R, \theta)$, способ определения которой будет описан ниже) можно в итоге выразить через $N_l(t)$ и свести решение поставленной задачи к интегрированию следующих уравнений:

$$\frac{d^2 N_l(t)}{dt^2} + X(t) \frac{dN_l(t)}{dt} + Y_l(t) N_l(t) = \frac{3}{V \sqrt{8\pi\rho}} [Z(t) \delta_{l0} + V(t) \delta_{l2}] \quad (12)$$

$$l = 0, 2,$$

где

$$X(t) = - \left[\frac{2t^2 + 1}{t(1-t^2)} + \frac{2Ct - 3}{t(3-Ct)} \right],$$

$$Y_0(t) = \frac{3(2Ct + 3)}{(1-t^2)(3-Ct)} - \frac{4C^2}{(3-Ct)^2},$$

$$Y_2(t) = Y_0(t) - \frac{6}{(1-t^2)^2},$$

$$Z(t) = \frac{8C^2 t^2}{3(1-t^2)(3-Ct)^2} \left\{ Q^2 \left[6 - \frac{4C}{t} \left(\frac{1-t^2}{3-Ct} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{6}{t^2} \left(\frac{1-t^2}{3-Ct} \right) - \frac{96C}{t} \left(\frac{1-t^2}{3-Ct} \right)^2 + \frac{60C^2}{t^2} \left(\frac{1-t^2}{3-Ct} \right)^3 \right] + \right. \\ \left. + Q_1^2 \left[1 + 2C^2 \left(\frac{1-t^2}{3-Ct} \right)^2 \right] + \right. \\ \left. + QQ_1 \left[4 - \frac{4C}{t} \left(\frac{1-t^2}{3-Ct} \right) - \frac{48C}{t} \left(\frac{1-t^2}{3-Ct} \right)^2 \right] \right\},$$

$$V(t) = \frac{4C^2 t^2}{(3-Ct)^2(1-t^2)} \left\{ -2Q^2 \left[3 - \frac{2C}{t} \left(\frac{1-t^2}{3-Ct} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{3}{t^2} \left(\frac{1-t^2}{3-Ct} \right) - \frac{2}{t^2} \right] - Q_1^2 + 4QQ_1 \left[\frac{C}{t} \left(\frac{1-t^2}{3-Ct} \right) - 1 \right] \right\} + \frac{Z(t)}{2},$$

$$Q(t) = q(t) + \sqrt{8\pi\rho}.$$

Система уравнений записана в системе $m_n^4 c^3 / 8\pi h^3 = 1$, $c = K = 1$. Что касается функции $\omega(t, \theta)$, то она определяется из уравнения

$$\frac{e^{-\lambda_0}}{2} \left[\omega_{11} + \frac{\omega_1}{2} \left(\frac{8}{R} - \nu_1^0 - \lambda_1^0 \right) + \frac{1}{R^2} [\omega_{22} + 3\omega_2 \operatorname{ctg} \theta] \right] = \\ = 8\pi (P_0 + \rho) (\omega + \Omega). \quad (13)$$

Решение (13) в вакууме имеет вид [3]:

$$\omega(R) = -\sqrt{\beta} \sum_{l=0}^{\infty} C_l z^{l+1} F(l+2, l-1, 2l+2, z) P_l^{(1)}(\gamma). \quad (14)$$

Здесь $P_l^{(1)} = dP_l/d\gamma$, P_l — первый присоединенный полином Лежандра, $\gamma = \cos \theta$, $z = 2U/R$, $F(l+2, l-1, 2l+2, z)$ — гипергеометрическая функция Гаусса.

Запишем внутреннее решение в виде разложения по присоединенным полиномам Лежандра

$$\omega = \sqrt{\beta} \sum_{l=0}^{\infty} b_l Q_l(R) P_l^{(1)}(\gamma). \quad (15)$$

Поскольку $\omega \sim \Omega$, а изменение формы поверхности звезды имеет место лишь в приближении Ω^2 , то, ограничиваясь вторым приближением по Ω , нужно требовать непрерывность ω и ее производной на поверхности сферы радиуса R_0 (R_0 — радиус соответствующей сферической конфигурации). Из условия сшивки непосредственно следует, что отличны от нуля только коэффициенты C_1 и b_1 , так что ω — функция только радиуса. Для значений параметра C в интервале $1 < C < 3$ внутреннее решение ω выражается следующим образом:

$$\omega = \sqrt{\beta} [kF(a, q; \alpha, \beta, \gamma, \delta, x) - \sqrt{8\pi r}],$$

где

$$F(a, q; \alpha, \beta, \gamma, \delta, x) = 1 + \sum_n c_n x^n,$$

$$a = \frac{3+C}{2C}, \quad q = \frac{6}{C}, \quad \alpha = 0, \quad \beta = 2, \quad \delta = \frac{5}{2}, \quad \gamma = \frac{5}{2},$$

$$x = \frac{3+C}{2} \frac{1-t}{3-Ct},$$

коэффициенты c_n определяются из рекуррентных формул, приведенных в [3], а $k = 3/(3F(R_0) + R_0 F_1(R_0))$ — из условия сшивки.

Зная $q(R)$, можно перейти к интегрированию системы (12). Функцию $N_l(R)$ удобно искать в виде

$$N_0 = N_0(t), \\ N_2 = B_2 L_2(t) + S_2(t),$$

где $B_2 L_2(t)$ — общее решение соответствующего однородного уравне-

ния, е $S_2(t)$ — частное решение неоднородного. В качестве начальных условий в интервале $1 \leq C \leq 2$ выбираем следующие. Поскольку в выражение $K(R, \theta)$ входит произвольная постоянная $C = C_0 + \beta C_{10}$, то, без нарушения общности, можно считать начальные значения $N_0(t)$ равными нулю

$$N_0(1) = \frac{dN_0(1)}{dt} = 0.$$

Вблизи центра конфигурации $L_2 = (1-t)$, а $S_2 \sim (1-t)^2$, поэтому

$$L_2(1) = 0, \quad dL_2/dt = -1,$$

$$S_2(1) = dS_2/dt = 0.$$

Как внешние, так и внутренние решения содержат произвольные постоянные, которые определяются из требования непрерывности компонент метрического тензора и их первых производных на границе конфигурации.

Поскольку во втором приближении конфигурации перестают быть сферическими, радиус границы в направлении θ можно записать следующим образом:

$$r(\theta) = 1 + \sum_{l=0}^{\infty} \gamma_l P_l(\gamma), \quad (17)$$

где $r(\theta)$ — относительный радиус R/R_0 , $\gamma_l = d_l/R_0$.

Сравнивая ньютоновский потенциал на больших расстояниях с нерелятивистским пределом g_{00} , получим массу вращающихся конфигураций и квадрупольный момент [4]

$$M_{\text{вр}} = M_0 - \frac{\beta}{2} A_0,$$

$$D = A_2 + \frac{C_1^2}{M_0}.$$

Максимальная угловая скорость вращения определяется из условия отсутствия истечения вещества с экватора, т. е. из равенства нулю полной силы, действующей на частицу в постоянном гравитационном поле [5]

$$\beta_{\text{max}} = \frac{\Omega_{\text{max}}^2}{8\pi\rho} = \frac{1}{6 + \frac{A_0}{R_0} \frac{1}{1-t^2} + 3(\gamma_0 - 0.5\gamma_2)}.$$

3. Численное интегрирование системы (12) проведено на ЭВМ „Наир“ методом Рунге-Кутты. Результаты представлены таблицей и на рис. 1—4.

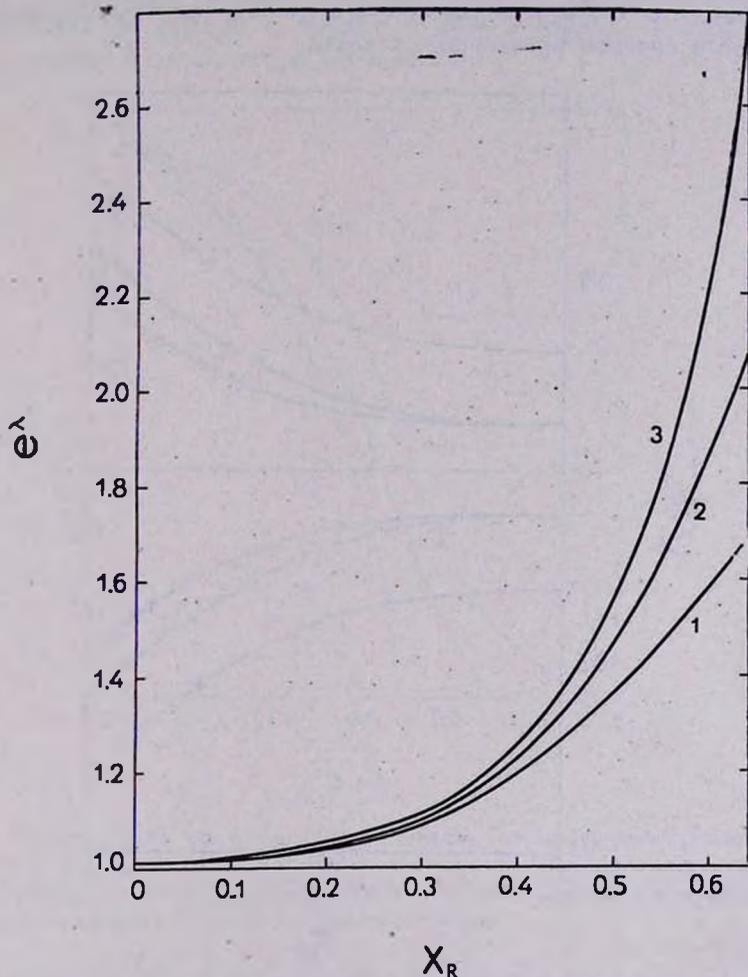


Рис. 1. Распределение e^λ внутри конфигурации ($C=1.3$). На оси абсцисс отложено значение x_R . Кривая 1 соответствует статической модели, кривая 2 представляет распределение e^λ в направлении экватора, кривая 3 — e^λ в направлении $\theta=0$.

Нужно отметить, что все величины приводятся в специальной системе отсчета $k=c=1$, в которой давление измеряется в единицах ρ , радиус $x_R = (8\pi\rho/3)^{1/2} R$, масса в единицах $(4\pi\rho/3)(3/8\pi\rho)^{3/2}$, так что масса статической конфигурации $M_0 = x_R^3$.

В первом столбце табл. 1 даны значения релятивистского параметра $\alpha = P_c/r$, далее приводятся массы вращающихся и статических конфигураций соответственно, затем радиусы статических конфигураций, а также большая и малая полуоси эллипсоподобных кривых, получающихся в сечении вращающихся звезд.

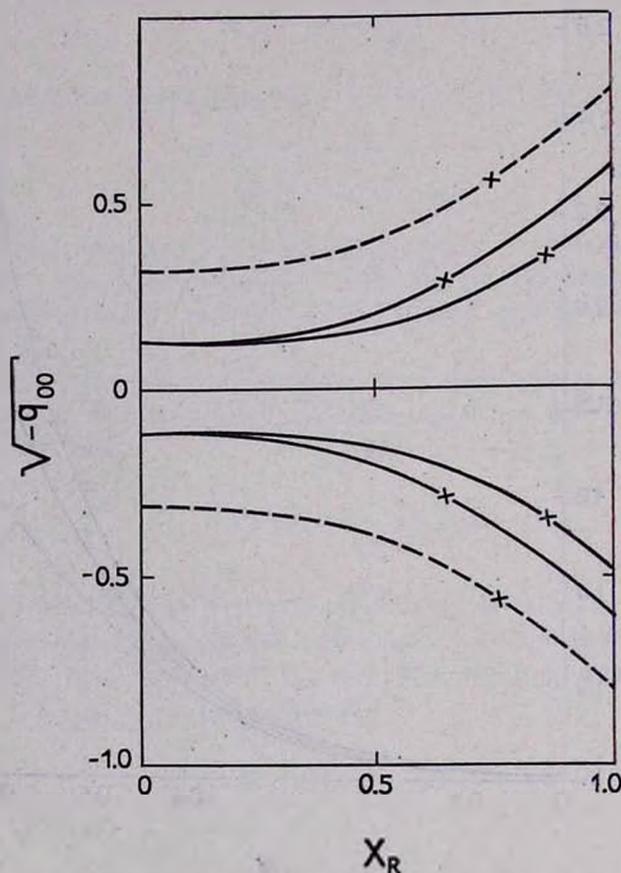


Рис. 2. Общерелятивистский аналог потенциала тяготения $\sqrt{g_{00}}$ как функция радиального расстояния для ряда конфигураций, [состоящих из несжимаемой жидкости. Тройка кривых для $C=1.3$ изображает соответственно статическую (пунктир) вращающуюся в направлении $\theta=0$ и вращающуюся в направлении $\theta=\pi/2$, модель. Крестяки соответствуют границе конфигурации.

На рис. 1 и 2 представлены функции $\nu(x_R)$ и $\lambda(x_R)$ для вращающихся конфигураций ($C=1.3$). Для сравнения на обоих рисунках приведены кривые 1, соответствующие статической модели.

Как видно из рис. 1, вращение не изменяет характера зависимости e' от координатного радиуса. Вблизи центра конфигурации e' обращается в единицу, затем с ростом радиуса кривые 2 и 3 все более отличаются от кривой 1, причем в разной степени в направлении полюса (кривая 3) и экватора (кривая 2).

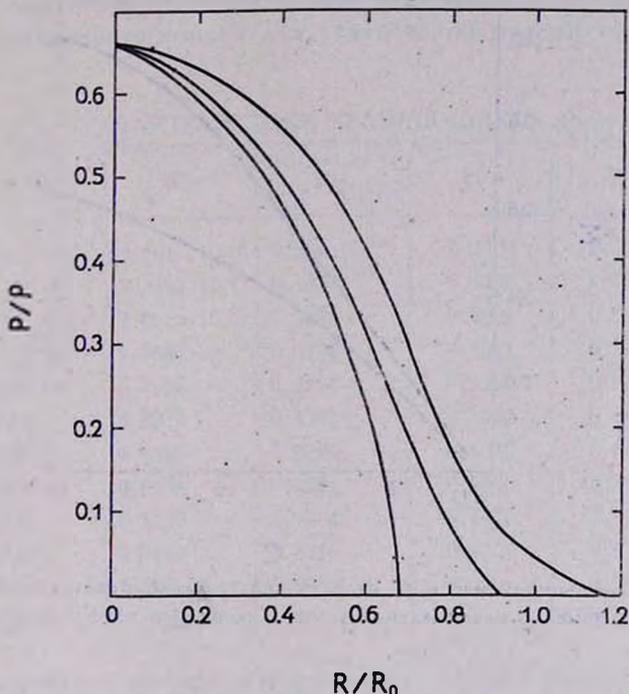


Рис. 3. Распределение давления внутри звезды. Тройка кривых относится к конфигурации с $C = 1.3$, верхняя кривая изображает зависимость в направлении экватора, средняя кривая взята из расчета статических конфигураций, а нижняя дает $P(R)$ в случае вращающейся звезды в направлении полюса.

Ввиду своей связи с ньютоновским потенциалом большой интерес представляет g_{00} , квадратный корень из которой является мерой расстояния между состояниями с положительной и отрицательной энергиями

$$\sqrt{-g_{00}} = \frac{\text{энергия покоящейся частицы}}{\text{энергия покоя частицы в } \infty} = \frac{E_+}{mc^2} = \frac{E_-}{mc^2} = \frac{E_+ - E_-}{2mc^2}$$

На рис. 2 показано, как $\sqrt{-g_{00}}$ изменяется в зависимости от радиальной координаты. Расстояние между крайними метками дает

энергию, выделяющуюся при аннигиляции пары e^+ , e^- на бесконечности ($2mc^2$). Расстояние между следующими метками пропорционально энергии, выделяющейся при аннигиляции пары e^+ и e^- в центре звезды ($C = 1.3$), которая в $e^{\sqrt{2}}$ раз меньше $2mc^2$.

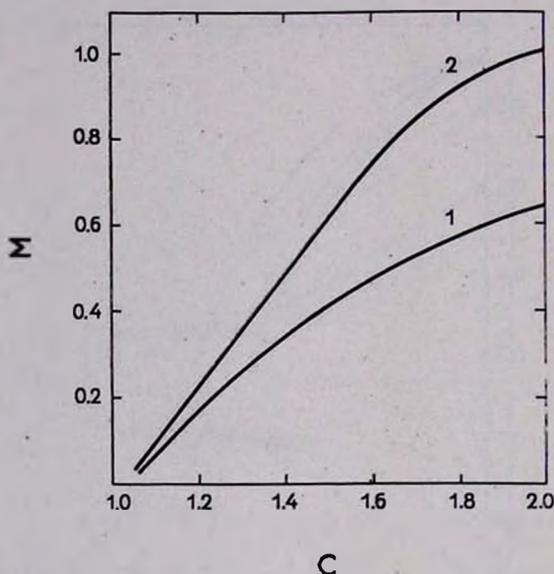


Рис. 4. Зависимость массы M от релятивистского параметра C . Кривая 2 относится к вращающимся с максимальной угловой скоростью конфигурациям, кривая 1 — к статическим.

Как показывает расчет, расстояние между состояниями с положительной и отрицательной энергиями уменьшается в случае вращающихся конфигураций по сравнению со статическими, соответствующими тому же α . Смысл этого, очевидно, можно пояснить следующим образом. Если в центре звезды аннигилирует электрон—позитронная пара, то каждый из образующихся квантов, обладающий энергией mc^2 в лоренцевой системе отсчета, связанной с центром звезды, на бесконечности будет иметь меньшую энергию (а именно $e^{\sqrt{2}}mc^2$), причем эта энергия в случае вращающихся конфигураций еще более уменьшается, т. е. квант теряет больше энергии на преодоление тяготения вращающейся звезды. Аналогично статическому случаю с ростом релятивистского параметра α расстояние между состояниями с положительной и отрицательной энергиями убывает.

На рис. 3 дано давление (в единицах ρ) как функция расстояния от центра. Как и следовало ожидать, вращение изменяет градиент

давления, уменьшая его в направлении экватора и увеличивая в направлении полюса. Тройка кривых получена для конфигурации $C = (3\alpha + 1)/(\alpha + 1) = 1.3$, причем средняя кривая соответствует статической конфигурации, верхняя и нижняя кривые описывают поведение давления в направлении $\theta = \pi/2$ и $\theta = 0$.

На рис. 4 представлена зависимость масс вращающихся конфигураций от параметра $C = (3\alpha + 1)/(\alpha + 1)$ (кривая 2). Для сравнения приведена аналогичная кривая для статической модели (кривая 1).

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРАЩАЮЩИХСЯ КОНФИГУРАЦИЙ

| $\alpha = \frac{P_c}{\rho}$ | M_0 | $M_{вр.}$ | x_R | $R_{pol.}$ | R_{eq} | ρ_{max} |
|-----------------------------|------------------------|------------------------|-----------------------|------------|----------|--------------|
| 0.0025 | $9.8643 \cdot 10^{-4}$ | $9.901 \cdot 10^{-4}$ | $9.954 \cdot 10^{-2}$ | 0.0983 | 0.124 | 0.0863 |
| 0.0050 | $2.7451 \cdot 10^{-3}$ | $2.7451 \cdot 10^{-3}$ | 0.1411 | 0.1390 | 0.173 | 0.0861 |
| 0.0250 | $2.8347 \cdot 10^{-2}$ | $2.9626 \cdot 10^{-2}$ | 0.3049 | 0.3001 | 0.373 | 0.0898 |
| 0.0500 | $7.2302 \cdot 10^{-2}$ | $7.7681 \cdot 10^{-2}$ | 0.4166 | 0.4071 | 0.509 | 0.0956 |
| 0.1110 | 0.1689 | 0.1986 | 0.5528 | 0.5260 | 0.673 | 0.1094 |
| 0.1765 | 0.2609 | 0.3314 | 0.6392 | 0.5952 | 0.681 | 0.1253 |
| 0.2500 | 0.3427 | 0.4689 | 0.6998 | 0.6350 | 0.8105 | 0.1435 |
| 0.3333 | 0.4140 | 0.6008 | 0.7453 | 0.6570 | 0.859 | 0.1628 |
| 0.4285 | 0.4757 | 0.7337 | 0.7806 | 0.6710 | 0.8692 | 0.1876 |
| 0.6666 | 0.5748 | 0.9900 | 0.8315 | 0.7000 | 0.8750 | 0.2800 |
| 1.0 | 0.6496 | 1.030 | 0.8661 | 0.720 | 0.8800 | 0.2530 |

Аналогично случаю статических конфигураций масса вращающихся звезд является монотонно растущей с повышением релятивизма, ограниченной величиной, достигающей максимума в точке $\alpha = 1$. Масса, как и все остальные интегральные параметры, рассчитана для случая вращения с максимальной угловой скоростью. Здесь, на наш взгляд, интересно отметить следующее. Поскольку на величину скорости звука в несжимаемой жидкости не может быть поставлено никаких ограничений, то в принципе возможны модели с $P_c > \rho$ ($\alpha > 1$). В настоящей статье результаты расчета для конфигураций с $\alpha > 1$ не приводятся. Поведение интегральных характеристик в этой области существенно отличается от поведения соответствующих характеристик в интервале $0 < \alpha < 1$, но область $\alpha > 1$ является, по всей вероятности, нефизической и модель с $P_c > \rho$ реально неосуществима.

Обобщая, можно прийти, очевидно, к следующему заключению. Ввиду того, что характер изменения всех указанных величин за счет

вращения в случае однородного распределения вещества (если ограничиться $\alpha \ll 1$) совершенно аналогичен характеру изменений для конфигураций, описываемых реальным уравнением состояния вещества [6], изучение вопросов, связанных с вращением, качественно можно проводить на такой упрощенной модели, какой является модель несжимаемой жидкости.

Авторы выражают благодарность Г. С. Саакяну и участникам семинара кафедры теоретической физики за обсуждения.

Ереванский государственный
университет
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE ROTATION OF A CONFIGURATION WITH A HOMOGENEOUS MATERIAL DISTRIBUTION IN GENERAL RELATIVITY

G. G. ARUTYUNIAN, D. M. SEDRAKIAN

The problem of uniform rotation of a model consisting of incompressible liquid is solved by taking into account the second order terms of the angular velocity. The most important integral parameters of configurations, as well as the characteristics of interinal structure are calculated.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Гравитация и относительность, под ред. Х. Цзю и В. Гоффмана, Мир, М., 1965.
2. Г. Ламб, Гидродинамика, Гостехиздат, М., 1947.
3. Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седракян, Уч. зап. ЕГУ, 3, 21, 1969.
4. Д. М. Седраки, Э. В. Чубарян, Астрофизика, 4, 239, 481, 1968.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля. Физматгиз, М., 1967.
6. Г. Г. Арутюнян, Д. М. Седраки, Э. В. Чубарян, Астрон. ж., 48, 3, 1971.

БАРИОНЫ И АНТИБАРИОНЫ В АНИЗОТРОПНОЙ ВСЕЛЕННОЙ

И. Н. МИШУСТИН

Поступила 21 июля 1970

Исследуется процесс „закалки“ барионов и антибарионов на стадии анизотропного расширения Вселенной, причем рассмотрение проводится как для зарядово-симметричного, так и для зарядово-несимметричного мира. Строится аналитическая зависимость остаточной концентрации барионов и антибарионов от параметра анизотропии t_0 (длительности анизотропной стадии расширения Вселенной). Показывается, что для получения наблюдаемой плотности барионов в симметричном мире требуется неразумно большое значение $t_0 > 10^{16}$ сек (без учета влияния слабовзаимодействующих частиц на физику процессов). Учет влияния слабовзаимодействующих частиц не приводит к существенным изменениям.

Введение. Вопрос об остаточной концентрации барионов в горячей модели Вселенной является принципиально важным, так как барионы и составляют практически весь окружающий нас мир. Как показано в [1—4], в рамках фридмановского решения уравнений тяготения Эйнштейна не может быть получена наблюдаемая плотность барионов и антибарионов в зарядово-симметричном мире. Попытаемся обойти эту трудность в рамках анизотропных решений.

При этом предполагается, что после того, как в ходе расширения плотность упала и аннигиляция барионов и антибарионов прекратилась, какой-то механизм, типа предлагаемых Альфвеном [5], способен отделить вещество от антивещества и предотвратить аннигиляцию при образовании плотных объектов. Эта часть задачи здесь не рассматривается. Отметим, что Омнес [6] рассматривает возможность разделения барионов и антибарионов за счет сильного их взаимодействия в области температур порядка $400 Mэв$. Такое разделение осуществляется лишь в весьма малом масштабе и поэтому не должно существенно влиять на последующую аннигиляцию.

Считаем, что на ранней стадии $t < t_0$ Вселенная расширялась анизотропно — согласно решению Гекмана и Шюкюинга [7]:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) dx_1^2 - b^2(t) dx_2^2 - c^2(t) dx_3^2. \quad (1)$$

При $t \rightarrow 0$

$$a(t) = \alpha_0 t^{p_1}, \quad b(t) = b_0 t^{p_2}, \quad c(t) = c_0 t^{p_3}.$$

$$p_1 + p_2 + p_3 = p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 = 1, \quad p_1 \leq p_2 \leq p_3.$$

В этом решении на ранней стадии сопутствующий объем меняется $\sim abc \sim t$, а плотность ультрарелятивистской плазмы с уравнением состояния $P = \varepsilon/3$, соответственно, как $\rho \sim t^{-4/3}$. Положим $\rho = A/t^{4/3}$, константу A найдем из условия сшивки анизотропного решения с однородным изотропным фридмановским решением при $t = t_0$:

$$\rho \Big|_{t=t_0} = \frac{A}{t_0^{4/3}} = \frac{3}{32 \pi G t_0^2}, \quad A = \frac{3}{32 \pi G t_0^{2/3}}. \quad (2)$$

$G = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ сек}^{-2}$ — гравитационная постоянная.

При $t > t_0$ Вселенная расширяется согласно фридмановскому решению. Итак,

$$\rho = \frac{\varepsilon}{c^2} = \begin{cases} \frac{3}{32 \pi G t_0^{2/3} t^{4/3}} & t < t_0, \\ \frac{3}{32 \pi G t^2} & t > t_0. \end{cases} \quad (3)$$

1. *Уравнение аннигиляции.* Предполагаем, что выполняется закон сохранения барионного заряда, т. е. барионы и антибарионы могут рождаться и аннигилировать только парами. При достаточно высокой температуре (но все же ниже mc^2 , m — масса нуклона) концентрация барионов и антибарионов определяется термодинамическим равновесием, которое осуществляется за счет баланса между аннигиляцией барионов и антибарионов при соударениях и рождением пар. При этих условиях равновесная плотность барионов — n_{eq} и антибарионов — \bar{n}_{eq} — связаны по формуле Саха:

$$\bar{n}_{eq} n_{eq} = \frac{2m^3 (kT)^3}{\pi^2 \hbar^3} e^{-\frac{2mc^2}{kT}}, \quad kT < mc^2. \quad (4)$$

Время установления равновесия τ существенно зависит от концентрации барионов, поэтому концентрация следует равновесной (4) лишь при достаточно высокой температуре. Начиная с некоторой

температуры, аннигиляция идет пренебрежимо медленно, происходит „закалка“ и концентрация барионов и антибарионов остается неравновесной. Так как связь между T и t зависит от закона расширения, то момент закалки t^* будет функцией параметра анизотропии t_0 . Случай $t^* > t_0$ не интересен, ибо он практически не отличается от Фридмановского.

Мы исследуем случай, когда $t^* < t_0$, т. е. закалка происходит на анизотропной стадии.

Общее уравнение баланса барионов и антибарионов удобнее записывать не для n_B и $n_{\bar{B}}$, а для отношений $N = n_B/n_\gamma$ и $\bar{N} = n_{\bar{B}}/n_\gamma$, где n_γ — плотность γ -квантов, потому что N и \bar{N} остаются при адиабатическом расширении постоянными, если пренебречь аннигиляцией. Уравнение баланса имеет вид

$$\frac{d\bar{N}}{dt} = \sigma_0 c n_\gamma N_{e\gamma} \bar{N}_{e\gamma} - \sigma_0 c n_\gamma N \bar{N}, \quad N_{e\gamma} = \frac{n_{e\gamma}}{n_\gamma}, \quad \bar{N}_{e\gamma} = \frac{\bar{n}_{e\gamma}}{n_\gamma}. \quad (5)$$

$$n_\gamma = \frac{\varepsilon_\gamma}{3kT} = \frac{\varepsilon T^4}{3kT} \approx 0.2 \left(\frac{kT}{hc} \right)^3 \quad (6)$$

отсюда и из (4)

$$N_{e\gamma} \bar{N}_{e\gamma} \approx \left(\frac{mc^2}{kT} \right)^{-3} \exp \left\{ -\frac{2mc^2}{kT} \right\}. \quad (7)$$

При составлении уравнения (5) учтено, что сечение аннигиляции в интересующей нас области есть

$$\sigma_{\bar{B}B} = \sigma_0 \frac{c}{v}, \quad \sigma_0 \approx 10^{-26} \text{ см}^2,$$

v — тепловая скорость частиц.

2. *Зарядо-симметричный случай.* По определению имеем $N = \bar{N}$, и уравнение (5) принимает вид

$$\frac{dN}{dt} = \sigma_0 c n_\gamma (N_{e\gamma}^2 - N^2). \quad (8)$$

Весь интервал изменения времени распадается на две части:

$$t < t^*, \text{ когда } N - N_{e\gamma} \ll N_{e\gamma},$$

$$t > t^*, \text{ когда } N \gg N_{e\gamma}.$$

Момент закалки t^* определяем, подставляя в левую часть (8) $N \approx N_{eq}$ и полагая $\frac{N - N_{eq}}{N_{eq}} \sim 1$

$$\frac{N - N_{eq}}{N_{eq}} = - \frac{1}{2\sigma_0 c n_1 N_{eq}} \frac{d \ln N_{eq}}{dt} \sim 1.$$

Используя (7), легко находим производную $\frac{d \ln N_{eq}}{dt}$ и, пренебрегая логарифмически малыми членами, получаем

$$\alpha^{-\frac{1}{2}} e^{\alpha} = 0.1 \frac{\sigma_0}{\lambda^2} \left(\chi \frac{Gm^2}{\hbar c} \right)^{-\frac{3}{4}} \left(\frac{\lambda}{ct_0} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Здесь введено обозначение $\alpha = \frac{mc^2}{kT} \Big|_{t=t^*}$, кроме того $\lambda = \hbar/mc \approx 2 \cdot 10^{-14}$ см — комптоновская длина протона, $Gm^2/\hbar c \approx 6 \cdot 10^{-39}$ — гравитационный аналог постоянной тонкой структуры. При выводе (9) использовано выражение t через T , которое легко получить из (3), учитывая, что $z = \rho c^2 = \chi z T^4$ (χ — характеризует число сортов частиц, находящихся в равновесии с излучением):

$$\frac{ct}{\lambda} = 0.1 \left(\frac{mc^2}{kT} \right)^3 \left(\chi \frac{Gm^2}{\hbar c} \right)^{-3/4} \left(\frac{\lambda}{ct_0} \right)^{1/2}.$$

Легко получаем решение (9), пренебрегая $\ln \alpha$ по сравнению с α :

$$\alpha = 66.4 + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\lambda}{ct_0} \right) = 40 - \frac{1}{2} \ln t_0.$$

Для t^* и плотности в момент закалки получаем соответственно выражения

$$t^* = 8.3 \cdot 10^{-10} \alpha^3 t_0^{-1/2}. \quad (10a)$$

$$N^* = N_{eq} \Big|_{t=t^*} = 8\alpha \left(\chi \frac{Gm^2}{\hbar c} \right)^{3/4} \left(\frac{ct_0}{\lambda} \right)^{1/2} \frac{\lambda^2}{\sigma_0} \approx 4 \cdot 10^{-17} \alpha \sqrt{t_0}. \quad (10b)$$

После момента закалки ($t > t^*$) равновесия уже нет, концентрация барионов и антибарионов изменяется медленнее, чем по экспоненциальному закону ($N \gg N_{eq}$). Для получения остаточной концентрации барионов и антибарионов пренебрегаем рождением пар и интегрируем уравнение (8) с начальным условием $N = N^*$ при $t = t^*$. Кроме того, учитываем (3) и (10)

$$\begin{cases} \frac{dN}{dt} = -\tau_0 c n_1 N^2 \\ N = N^*, \quad t = t^* \end{cases} \quad (11)$$

Легко находим решение уравнения (11)

$$N = N_{t^*} = N^* \left[1 + \frac{2}{3} \left(1 + \frac{1}{2} \ln \frac{t_0}{t^*} \right) \right]^{-1}. \quad (12)$$

Скобка при N^* слабо зависит от t_0 и в интересующей нас области t_0 имеет значение ≈ 100 . С учетом (106) получаем окончательное выражение для остаточной концентрации барионов:

$$N_* = \bar{N}_* \cong \left(\frac{Gm^2}{\hbar c} \right)^{3/4} \left(\frac{ct_0}{\lambda} \right)^{1/2} \frac{i^2}{\tau_0} \approx 10^{-18} \sqrt{t_0}. \quad (13)$$

Для получения наблюдаемых значений $N_* = 10^{-9} \div 10^{-8}$ необходимо предположить $t_0 > 10^{10}$ сек. Однако при таком t_0 асимметрия реликтового фона была бы порядка $Ht_0 \sim 3\%$, что резко противоречит наблюдениям [8].

3. *Зарядово-несимметричный случай.* Предположим, что во Вселенной, начиная от сингулярного состояния, имеется избыток барионов $n = n_B - n_{\bar{B}}$, который никак не проявляется на начальной стадии расширения и который сейчас существует в виде наблюдаемой нами материи. В рамках этой модели интересно оценить остаточную концентрацию антибарионов. Введем отношение $N_0 = n/n_1 = (n_B - n_{\bar{B}})/n_1$. Ясно, что эта величина не зависит от времени. По современным данным $n_1 \approx 400 \text{ см}^{-3}$, поэтому

$$N_0 = \Omega \frac{\rho_c}{m n_1} = 3 \cdot 10^{-8} \Omega, \quad \Omega = \frac{\rho}{\rho_c} \quad (14)$$

$\rho_c \approx 2 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3$ — критическая плотность материи, ρ — современная плотность материи.

Легко проверить, что при $T < 50 \text{ Мэв}$, когда и происходит за-калка, $N_0 > \bar{N}_{eq}$, поэтому $N_{eq} = \bar{N}_{eq} + N_0 \approx N_0$. Это позволяет вблизи момента за-калки записать (5) в виде

$$\frac{d\bar{N}_{eq}}{dt} = \tau_0 c n_1 N_0 (\bar{N}_{eq} - \bar{N}). \quad (15)$$

Поступая точно так же, как в зарядово-симметричном случае, получаем уравнение для момента закалки t^* :

$$\frac{1}{3} \frac{mc^2}{kT} = \sigma_0 c n_T N_0 t^*, \quad t^* < t_0. \quad (16)$$

$$\alpha = 0.1 N_0 \frac{\sigma_0}{\lambda^2} \left(\frac{Gm^2}{\hbar c} x \right)^{-3/4} \left(\frac{ct_0}{\lambda} \right)^{-1/2} \approx 10^7 \Omega t_0^{-1/2}.$$

Плотность антибарионов в момент закалки находим по формуле (7), полагая в ней $N_{e\bar{q}} \approx N_0$:

$$\bar{N}^* = \bar{N}|_{t=t^*} = 2 \cdot 10^{28} \Omega^2 t_0^{-3/2} \exp \{ -2 \cdot 10^7 \Omega t_0^{-1/2} \}.$$

Для отыскания остаточной концентрации антибарионов решаем уравнение

$$\begin{cases} \frac{d\bar{N}}{dt} = -\sigma_0 c n_T N_0 \bar{N} \\ t = t^*, \quad N = N^*. \end{cases}$$

Решение этого уравнения имеет вид при $t \rightarrow \infty$

$$\bar{N}_\infty = N^* (t^*/t_0)^{\alpha^2} \exp \{ -10^7 \Omega t_0^{-1/2} \}. \quad (17)$$

Выражая все величины через t_0 , получаем

$$\bar{N}_\infty = 10^{28} t_0^{-3/2} (10^{16} t_0^{-3})^{3 \cdot 10^6 t_0^{-1/2}} \exp \{ -3 \cdot 10^7 \Omega t_0^{-1/2} \}. \quad (18)$$

Наблюдения космических лучей [9] показывают $\bar{N}_\infty < 10^{-24}$. Это условие выполняется при $t_0 < 10^{13}$ сек для $\Omega=1$ и $t_0 < 10^{10}$ сек для $\Omega=1/40$.

Таким образом, даже в моделях с анизотропией расширения на начальной стадии не удастся удовлетворительно объяснить наблюдаемую плотность вещества. В зарядово-несимметричном мире отсутствие антивещества в наблюдаемых количествах получается довольно естественно.

Уточнение сечения аннигиляции может существенно изменить результат (см. примечание при корректуре).

4. *Закалка с учетом влияния слабовзаимодействующих частиц на динамику анизотропной модели.* Как показано в работах [10—13], учет слабовзаимодействующих частиц (нейтрино, гравитонов) резко меняет картину анизотропного расширения и физику процессов на ранней стадии. В частности, после

момента освобождения нейтрино $\tau_\nu = \tau'^{9/4} t_0^{-5/4}$ (где τ' — момент освобождения во фридмановской модели) из-за роста компоненты импульса вдоль сжимающейся оси (X_1) происходит необратимая перекачка энергии нейтрино в пары e^+e^- , которые находятся в равновесии с γ -квантами. Это ведет к тому, что

$$\varepsilon_\gamma \sim \varepsilon_\nu \sim t^{-\left(1 + \frac{|p_1|}{3}\right)}, \quad T \sim t^{-\frac{3+|p_1|}{12}}. \quad (19)$$

Описанные процессы приводят к более быстрой изотропизации решения, которая наступает к моменту

$$\theta = t_0 \left(\frac{\tau'}{t_0} \right)^{\frac{9}{4} \frac{1-|p_1|}{3-|p_1|}}. \quad (20)$$

Если $t^* > \tau_\nu$, т. е. закалка происходит после отрыва нейтрино (это имеет место при $t_0 > 4 \cdot 10^4$ сек для зарядово-симметричного случая), то из-за иной связи между T и t она будет характеризоваться иными параметрами, чем раньше.

Расчет показывает: в зарядово-симметричном варианте

$$\alpha = \frac{mc^2}{kT} \Big|_{t=t^*} = \begin{cases} 78.2 - \frac{4}{5} \ln \left(\frac{c\theta}{\lambda} \right) = 33.8 - \frac{4}{5} \ln \theta, & |p_1| = \frac{1}{3} \\ 86.7 - \ln \left(\frac{c\theta}{\lambda} \right) = 31.1 - \ln \theta, & |p_1| = 0. \end{cases} \quad (21)$$

$$N^* = \frac{n}{n_\gamma} \Big|_{t=t^*} = 5 \left(1 + \frac{|p_1|}{3} \right) \alpha^{4 - \frac{12}{3+|p_1|}} \left(\times \frac{Gm^2}{\hbar c} \right)^{\frac{3}{3+|p_1|}} \left(\frac{c\theta}{\lambda} \right)^{\frac{3-|p_1|}{3+|p_1|}}. \quad (22)$$

$$|p_1| = \frac{1}{3} \quad N^* = 2.4 \cdot 10^{-15} \alpha^{0.4} \theta^{4/5}.$$

$$|p_1| = 0 \quad N^* = 7 \cdot 10^{-13} \theta.$$

После закалки $N = n_B/n_\gamma$ даже в пренебрежении аннигиляцией не остается постоянным, из-за неадиабатического изменения n_γ до момента $t = 0$. Это изменение происходит так, что при $t \rightarrow \infty$ выражение (22) переходит в (13) с заменой t_0 на θ . Изменение N за счет последующей аннигиляции дается выражением, аналогичным (12).

Итак

$$N_\infty = \frac{i^3}{\alpha_0} \left(\times \frac{Gm^2}{\hbar c} \right)^{3/4} \left(\frac{c\theta}{\lambda} \right)^{1/2} \approx 10^{-18} \sqrt{\theta}.$$

В зарядово-несимметричном случае единственным изменением в формулах будет замена в выражениях (16) и (18) t_0 на θ . Это следует из того, что концентрация избытка $n \sim t^{-1}$, а в уравнении для x правая часть $\sim nt = \text{const}$, т. е. не зависит от времени. Следовательно в зарядово-несимметричном случае нигде не требуется связь между T и t .

Как отмечено в [11], режим (19), (20) с ростом энтропии имеет место лишь в том случае, если $E, \leq 300$ Бэв (это соответствует $\theta = 10^4$ сек, $t_0 = 3 \cdot 10^{10}$ сек). При больших энергиях необходимо считать нейтрино невзаимодействующими, при этом их влияние на динамику модели начинается лишь после окончания вакуумной стадии. Но расчет показывает, что при $t_0 < 3 \cdot 10^{10}$ сек закалка барионов и антибарионов успевает пройти именно на вакуумной стадии, никаких существенных отличий от выражений (13), (18), кроме замены t_0 на θ не будет. Так как $\theta \ll t_0$, то учет слабозаимодействующих частиц усугубляет трудности, отмеченные в разделах 2 и 3.

Автор выражает глубокую благодарность Я. Б. Зельдовичу за постановку задачи и многочисленные обсуждения.

Примечание при корректуре. При температуре $T < 0.02$ Мэв существенный вклад в сечение аннигиляции вносит процесс рекомбинации протонов и антипротонов. Это заметно изменяет численные оценки лишь при $\alpha(t_0)/\tau_0 c \approx 0.1 t_0^{1/4} \ln t_0 \gg 1$, где $\alpha(t)$ — коэффициент рекомбинации. При этом в формуле (13) появляется множитель $2 \tau_0 c / \alpha(t_0)$, а в формуле (18) — множитель $\exp\{-2(\alpha(t_0)/\tau_0 c)\}$. Принципиальные же выводы не изменяются.

Московский
государственный университет

BARIONS AND ANTIBARIONS IN ANISOTROPIC UNIVERSE

I. N. MISHUSTIN

The process of barions and antibarions freezing in the stage of the anisotropic expansion of the Universe is investigated. Consideration is made for symmetric charge and for nonsymmetric charge Universe.

The analytical dependence of barions and antibarions residual concentrations upon the anisotropy parameter t_0 (the duration of anisotropic stage of expansion) is constructed. To obtain the observed barion

density in the symmetric Universe an unreasonably large value $t_0 > 10^{16}$ sec is necessary (without taking into account the influence of weakly interacting particles).

If the influence of weakly interacting particles is taken into account no considerable change occurs.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Yu. B. Zeldovich*, Adv. Astr. Astrophys., 3, 2, 41, 1965.
2. *Я. Б. Зельдович, Л. Б. Окунь, С. Б. Пikelънер*, УФН, 87, 113, 1965.
3. *H. Y. Chiu*, Phys. Rev. Lett., 17, 712, 1966.
4. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967, § 5.
5. *H. Alfvén*, Preprint, Stockholm, 1964.
6. *E. Omnes*, On the Origin of Matter and Galaxies, Laboratoire de Physique Theorique et Hautes Energies, France (Preprint).
7. *O. Heckmann, E. Schlting*, Conseil de Physique Solvay, Bruxelles, 1956.
8. *R. V. Partridge, D. T. Wilkinson*, Nature, 215, 70, 1967.
9. *В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский*, Происхождение космических лучей, Изд. АН СССР, М., 1963.
10. *А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Письма ЖЭТФ, 5, 119, 1967.
11. *А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, ЖЭТФ, 53, 844 1967.
12. *C. W. Misner*, Phys. Rev. Lett., 19, 53, 1967.
13. *C. W. Misner*, Ap. J., 158, 431, 1968.

О ХАРАКТЕРЕ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД
ТИПА UV CETI. II.

В. С. ОСКАНЯН, В. Ю. ТЕРЕБИЖ

Поступила 10 августа 1970

Рассматриваются результаты фотозлектрических наблюдений звезд AD Leo, EV Lac, YZ CMi и UV Cet в В-цвете, выполненных в 1967—1970 гг. Изучение распределения амплитуд, энергий и функции частот вспышек показывает, что свойства первых трех звезд весьма близки. Относительная вспышечная светимость рассматриваемых звезд приблизительно одинакова. Подробно обсуждаются роль наблюдательной селекции при выделении вспышек малой амплитуды и проблема определения абсолютной вспышечной активности звезд.

В первой части нашей работы [1] изучалась временная последовательность вспышек звезд UV Cet и YZ CMi. В настоящей статье вспышки этих же звезд, а также звезд AD Leo и EV Lac, для которых имеются наиболее полные данные, рассматриваются с точки зрения их физических свойств.

Наблюдательный материал [2—18], использованный в данной статье, в основном тот же, что и в первой части работы. Все рассматриваемые данные получены из наблюдений в В-цвете, выполненных в 1967—1970 гг. Некоторые из обсуждаемых здесь характеристик вспыхивающих звезд рассматривались ранее с несколько иной точки зрения В. Кункелем [19], Р. Е. Гершбергом [20], К. Осавой с соавторами [21], М. Пти [22], Р. Е. Гершбергом и П. Ф. Чугайновым [23] и другими исследователями на основании иного наблюдательного материала. Преимуществом использованного нами материала является большая однородность и систематичность наблюдений.

В первых пяти столбцах табл. 1 приведены основные данные о четырех рассматриваемых звездах: видимые и абсолютные величины в В-цвете, эффективное время наблюдений t и число зарегистрированных за это время вспышек N . Пояснения к остальным данным, приведенным в табл. 1, будут даны ниже.

1. *Функция частот и распределение амплитуд вспышек.* Амплитуда вспышки, происшедшей на звезде со светимостью L_* , обычно характеризуется одной из величин

$$\Delta m = 2.5 \lg \frac{L_* + L_f^{\max}}{L_*} \quad (1)$$

или

$$\Delta m' = -2.5 \lg \frac{L_f^{\max}}{L_*}, \quad (2)$$

где L_f^{\max} — максимальная светимость вспышки (без звезды). Как видно из (1) и (2), Δm характеризует изменение видимой величины звезды

Таблица 1

| Звезда | B | M_B | $t_{\text{мин}}$ | N | \bar{A} | σ_A | $\bar{\theta}$ | σ_{θ} | $\rho_{\text{дн}}$ | $\Delta t_{\text{мин}}$ | $\sigma_{\Delta t}$ | L/L_* |
|--------|-------|-------|------------------|-----|-----------|------------|----------------|-------------------|--------------------|-------------------------|---------------------|------------------|
| AD Leo | 10.90 | 12.50 | 14253 | 38 | 6.5 | 16.6 | 33.7 | 122 | 0.95 | 10.4 | 13.6 | 0.039 |
| EV Lac | 11.83 | 13.33 | 14568 | 49 | 3.2 | 4.2 | 11.5 | 35 | 0.88 | 6.2 | 8.8 | 0.008 |
| YZ CMi | 12.93 | 13.62 | 24880 | 101 | 5.6 | 20.1 | 25.0 | 134 | 0.66 | 9.7 | 26.6 | 0.026 |
| UV Cet | 14.03 | 16.83 | 12057 | 151 | 0.5 | 0.9 | 0.3 | 0.7 | 0.55 | 3.6 | 4.6 | 0.008 (0.019) |

в результате вспышки, в то время как $\Delta m'$ представляет собой разность видимых (или абсолютных) величин вспышки и звезды. Величины Δm и $\Delta m'$ однозначно связаны между собой, поэтому, зная одну из них и абсолютную величину звезды M_* , можно найти абсолютную величину вспышки

$$M_f = M_* + \Delta m' \quad (3)$$

и светимость вспышки в максимуме

$$A = \frac{L_f^{\max}}{L_{15}} = 10^{-0.4(M_f - 15)}, \quad (4)$$

выраженную в долях светимости звезды с $M_B = 15$ (для перехода от A к L_f^{\max} можно пользоваться приближенным значением $L_{15} \approx 10^{29}$ эрг/сек).

Наблюдаемое распределение числа вспышек данной амплитуды для четырех рассматриваемых звезд представлено на рис. 1. В табл. 2 для удобства приведены абсолютные величины этих же вспышек. Разумеется, в области малых амплитуд наблюдаемые распределения искажены наблюдательной селекцией. Предельное значение светимости вспышки A_1 , выше которого влиянием селекции можно пренебречь,

зависит для каждой звезды от ее абсолютной и видимой величин, а также от условий наблюдения. Более подробное обсуждение проблемы определения слабого конца функции распределения амплитуд будет проведено в разделе 2, где будет показано, что для звезд AD Leo, EV Lac и YZ CMi величина $A_1 \approx 1.0-1.5$, а для UV Cet $A_1 \approx 0.15$.

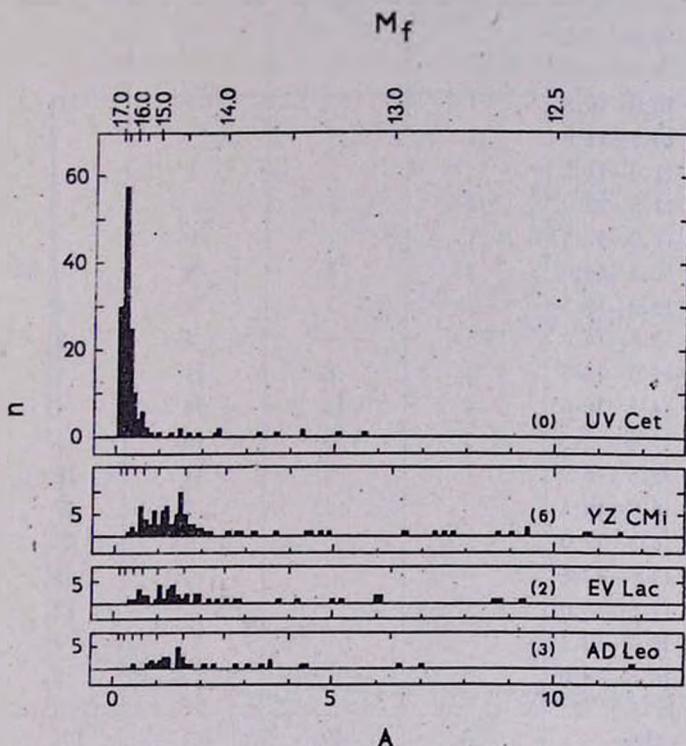


Рис. 1. Распределение амплитуд вспышек звезд типа UV Cet. Числа в скобках указывают количество вспышек с $A > 12$.

Таким образом, мы можем сравнивать наблюдаемые распределения лишь в области $A \approx 1$. Характерной особенностью функции распределения амплитуд для всех четырех звезд является ее медленное убывание с ростом A . По этой причине относительная величина дисперсии амплитуд вспышек весьма велика. В шестом и седьмом столбцах табл. 1 приведены средние значения амплитуд вспышек \bar{A} и соответствующие стандартные отклонения. Как видно, σ_A настолько велико, что \bar{A} определяется из наблюдений с большой ошибкой. Имея также в виду, что значение \bar{A} сильно зависит от влияния наблюдательной

селекции, можно утверждать, что задание лишь средних амплитуд весьма мало характеризует вспышечную активность рассматриваемых звезд.

Таблица 2

| M_f | AD Leo | EV Lac | YZ CMi | UV Cet |
|-----------|--------|--------|--------|--------|
| 9.0—9.5 | | | 1 | |
| 9.5—10.0 | | | | |
| 10.0—10.5 | 1 | | 1 | |
| 10.5—11.0 | 1 | | | |
| 11.0—11.5 | | | 1 | |
| 11.5—12.0 | 1 | 1 | | |
| 12.0—12.5 | 1 | 1 | 6 | |
| 12.5—13.0 | 2 | 3 | 8 | |
| 13.0—13.5 | 2 | 7 | 3 | 4 |
| 13.5—14.0 | 5 | 4 | 5 | 2 |
| 14.0—14.5 | 7 | 8 | 14 | 4 |
| 14.5—15.0 | 14 | 14 | 34 | 4 |
| 15.0—15.5 | 3 | 5 | 14 | 3 |
| 15.5—16.0 | 1 | 5 | 12 | 10 |
| 16.0—16.5 | | 1 | 2 | 17 |
| 16.5—17.0 | | | | 34 |
| 17.0—17.5 | | | | 45 |
| 17.5—18.0 | | | | 17 |
| 18.0—18.5 | | | | 9 |
| 18.5—19.0 | | | | 2 |
| Всего | 38 | 49 | 101 | 151 |

Для того, чтобы учесть различия в эффективном времени наблюдения звезд, наряду с плотностью распределения амплитуд $p(A)$ удобно ввести [19] функцию частот $\nu(A)$, определяемую формулой

$$\nu(A) = \nu(0) \int_A^{\infty} p(x) dx \quad (5)$$

и представляющую собой частоту тех вспышек данной звезды, амплитуда которых превосходит A . Постоянная $\nu(0)$ в (5) характеризует абсолютную вспышечную активность звезды.

На рис. 2 приведены наблюдаемые функции частот $\nu_0(A)$ (они совпадают с $\nu(A)$ при $A > A_1$) для исследуемых звезд. При рассмотрении рисунка бросается в глаза сходство функций $\nu_0(A)$ для звезд

AD Leo, EV Lac и YZ CMi и их отличие от функции частот вспышек UV Cet. Различие кривых для первых трех звезд в области $A > 1$ настолько мало, что вполне может быть вызвано случайными флуктуациями, однако отличие функции $\nu_0(A)$ для UV Cet не может быть объяснено таким образом и имеет реальный характер. Хотя UV Cet

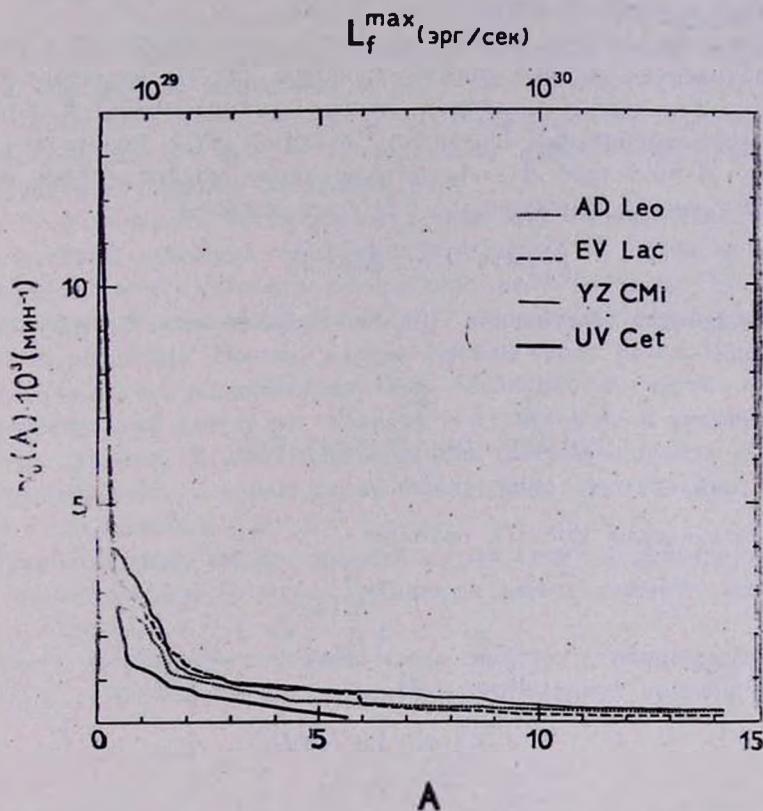


Рис. 2. Функции частот вспышек в зависимости от амплитуды A .

наблюдалась в рассматриваемый период времени почти столько же, сколько EV Lac и AD Leo, на ней не произошло ни одной вспышки с $A > 6$. С другой стороны, в течение всего времени изучения UV Cet на ней наблюдались значительно большие вспышки вплоть до $\Delta m_v \approx 5.6$ ($A \approx 100$) [24]. Отсутствие таких вспышек в рассматриваемый период времени можно объяснить либо тем, что частота больших вспышек вообще мала для UV Cet, либо изменением вспышечной активности этой звезды.

2. *Частота вспышек малой амплитуды.* Как уже отмечалось выше, наблюдения позволяют определить функцию частот вспышек лишь при достаточно больших A . Хотя вклад малых вспышек в полную энергию, освобождающуюся во вспышках, вероятно, довольно мал, знание частоты малых вспышек существенно для понимания природы вспышечной активности звезд типа UV Cet.

Поскольку вспышки разных амплитуд регистрируются с различной вероятностью, удобно ввести функцию $H(A)$, представляющую собой долю тех вспышек данной звезды с амплитудой A , которые будут зарегистрированы. Очевидно, функция $H(A)$ возрастает от 0 при малых A до 1 при $A > A_1$. Наблюдаемое распределение амплитуд $p_0(A)$ связано с истинным $p(A)$ соотношением

$$p_0(A) = CH(A)p(A), \quad (6)$$

где C — некоторая постоянная. Далее, наблюдаемая функция частот $\nu_0(A)$ равна

$$\nu_0(A) = \nu(0) \int_A^\infty H(x)p(x)dx. \quad (7)$$

Сравнивая формулы (5)–(7), находим

$$\nu(A) = \nu_0(A) \frac{\int_A^\infty \frac{p_0(x)}{H(x)} dx}{\int_A^\infty p_0(x) dx}. \quad (8)$$

Таким образом, знание функции $H(A)$ позволяет исправить наблюдаемые распределения в той области, где они начинают искажаться наблюдательной селекцией. Конечно, вспышки с очень малыми амплитудами не наблюдаются вообще и найти их число нельзя. Поэтому и в области наблюдаемых значений амплитуд функция $p(A)$ определяется из (6) лишь с точностью до постоянного множителя.

Рассмотрим теперь условия, при которых вспышка с амплитудой A на данной звезде будет зарегистрирована. Обозначим посредством X_s отсчет, обусловленный потоком излучения F_s , приходящим от звезды с видимой величиной m_s ; посредством $\bar{X}_s(m_s)$ и $\sigma_s^2(m_s)$ — среднее значение и дисперсию X_s . Обычно принимаемое условие выделения вспышки [25] состоит в том, что ее максимальный отсчет X_f должен по край-

ней мере в три раза превосходить σ_s : $X_f > 3\sigma_s$. При этом предполагается, что распределение шума является нормальным.

При указанном критерии обнаружения вспышек естественно было бы ожидать, что чаще всего должны наблюдаться вспышки, для которых X_f лишь ненамного превосходит $3\sigma_s$. Однако при внимательном рассмотрении наблюдательного материала выясняется, что вспышек с $3\sigma_s \leq X_f \leq 5\sigma_s$ практически нет. Это означает, что на самом деле наблюдатели принимают в качестве вспышек лишь те выбросы записи, которые не менее чем в 5—7 раз превосходят σ_s . Например, Эндриус [15] считал вспышку, составляющую $6.3\sigma_s$, только возможной, а вспышку в $4.3\sigma_s$ — сомнительной. Аналогичные примечания можно найти и у других наблюдателей.

С теоретической точки зрения стремление наблюдателей ставить более жесткий критерий обнаружения вспышки по сравнению с правилом „трех сигм“ является совершенно естественным. Отклонение, превосходящее $3\sigma_s$, маловероятно лишь при однократной реализации случайной величины. Запись блеска звезды при фотозлектрическом наблюдении можно рассматривать как совокупность весьма большого числа реализаций случайных величин — отсчетов X_i в фиксированные моменты времени. В этой совокупности нетрудно найти выбросы, превосходящие $3\sigma_s$, и наблюдатель совершенно справедливо не принимает их за вспышки.

Таким образом, вместо правила „трех сигм“ в действительности применяется условие $X_f > l\sigma_s$. Величину l можно оценить следующим простым способом.

Известно [26], что среднее число выбросов стационарной нормальной случайной функции за уровень a в единицу времени равно

$$\rho(a) = \frac{1}{2\pi} e^{-\frac{(a-\bar{x})^2}{2\sigma_x^2}} \frac{\sigma_v}{\sigma_x}, \quad (9)$$

где \bar{x} — среднее значение функции, σ_x^2 и σ_v^2 — дисперсии координат и скоростей. В качестве критического естественно принять такой уровень, для которого число случайных выбросов шума мало по сравнению с числом реальных вспышек, т. е.

$$\frac{\rho(a)}{\nu(a)} \leq \delta, \quad (10)$$

где $\delta \ll 1$. Для того, чтобы оценить критический уровень, нами была обработана произвольно взятая запись наблюдений YZ CMi. Было найдено, что распределение шума является нормальным с высокой

степенью точности, причем $\sigma_x = 2$ мм и $\sigma_v = 8$ мм/мин. Принимая частоту вспышек $\nu \approx 3 \cdot 10^{-3}$ мин $^{-1}$ (см. рис. 2) и $\delta = 0.00135$, что соответствует правилу „трех сигм“ для одного опыта, находим из (9) и (10)

$$l = \frac{\bar{\sigma}_x}{\sigma_x} \approx 5, \quad (11)$$

что согласуется с наблюдательной практикой.

Принимая определенное значение l , нетрудно найти область обрезания амплитуд вспышек данной звезды. Действительно, учитывая, что

$$A = \frac{X_f}{\bar{X}_s} 10^{-0.4(M_s - 15)}, \quad (12)$$

перепишем условие $X_f > l\sigma_s$ обнаружения вспышки в виде

$$A > A_{\text{пр}} \equiv \frac{l\sigma_s}{\bar{X}_s} 10^{-0.4(M_s - 15)}. \quad (13)$$

Отношение шума к сигналу σ_s/\bar{X}_s зависит от условий наблюдения, видимой величины звезды m_s , диаметра телескопа и других причин и потому является для данного наблюдения случайной величиной. Отношение σ_s/\bar{X}_s измеряется каждым наблюдателем по крайней мере один раз за ночь и приводится в литературе наряду с данными о вспышках, поэтому функция распределения величины $A_{\text{пр}}$ может быть построена для каждой исследуемой звезды. Обращаясь к неравенству (13), мы видим, что эта функция распределения и есть $H(A)$ — вероятность того, что вспышка с амплитудой A будет зарегистрирована:

$$H(A) = P[A_{\text{пр}} \leq A]. \quad (14)$$

Сейчас трудно решить вопрос о том, какое значение l принимается на самом деле при обработке фотозлектрических наблюдений. Нами была построена функция $H(A)$ для четырех рассматриваемых звезд при различных l от 5 до 10. Она хорошо аппроксимируется выражением

$$H(A) = \begin{cases} 0, & 0 < A \leq A_0, \\ 1 - e^{-\beta(A - A_0)}, & A > A_0, \end{cases} \quad (15)$$

где постоянные A_0 и β зависят от принятого значения l и различны для разных звезд.

Исправление наблюдаемого распределения амплитуд вспышек при помощи функции $H(A)$ приводит к следующим выводам:

а) верхняя граница области, где сказывается наблюдательная селекция, равна примерно $A_1 \approx 1.5$ ($M_f \approx 14.5$) для звезд AD Leo, EV Lac и YZ CMi и $A_1 \approx 0.15$ ($M_f \approx 17.0$) для UV Cet;

б) роль наблюдательной селекции последовательно уменьшается для звезд AD Leo, EV Lac и YZ CMi. Поэтому различие функций частот $\nu(A)$ этих звезд в области $A \lesssim 1$ должно быть еще меньше, чем то, которое следует из рис. 2;

в) исправленная функция распределения амплитуд возрастает при уменьшении A лишь при $l \approx 10$. Действительно ли l имеет такое значение, или при вычислении вероятности обнаружения вспышки нужно учитывать не только ее амплитуду, но и другие характеристики, например, продолжительность и форму, — не ясно. Поэтому вопросы, связанные с более точным определением абсолютной вспышечной активности звезд, нуждаются в дальнейшем обсуждении.

Следует отметить, что светимость UV Cet настолько мала, что мы имеем возможность наблюдать на ней очень слабые вспышки. Привлекает внимание резкое возрастание функции частот вспышек этой звезды при $A \leq 0.7$. Вполне возможно, что такое поведение функции частот характерно и для других вспыхивающих звезд. В этом случае абсолютная вспышечная активность звезд может на порядок превосходить наблюдаемую.

3. *Энергии, продолжительности и типы вспышек.* Обратимся теперь к данным о распределении вспышек по энергиям. Полная энергия, излучаемая при вспышке, равна

$$E_f = \int_{t_1}^{t_2} L_f(t) dt, \quad (15)$$

где t_1 и t_2 — моменты начала и окончания вспышки, $L_f(t)$ — светимость вспышки (напомним, что мы рассматриваем светимость только в В-цвете). Поскольку из наблюдений выводятся обычно относительные светимости, удобно ввести величину Θ согласно формуле

$$E_f = E_{15} \cdot \Theta, \quad (17)$$

где $E_{15} = 60 L_{15}$ ($\approx 6 \cdot 10^{30}$ эрг) — энергия, излучаемая звездой с $M_B = 15$ за 1 мин.

Подобно тому, как это делалось для амплитуд, можно построить уже другую функцию частот $\nu(\Theta)$, представляющую собой частоту

тех вспышек данной звезды, энергия которых превосходит θ . Функции частот вспышек рассматриваемых четырех звезд представлены на рис. 3. В восьмом и девятом столбцах табл. 1 приведены соответствующие средние значения \bar{H} и стандартные отклонения σ_H .

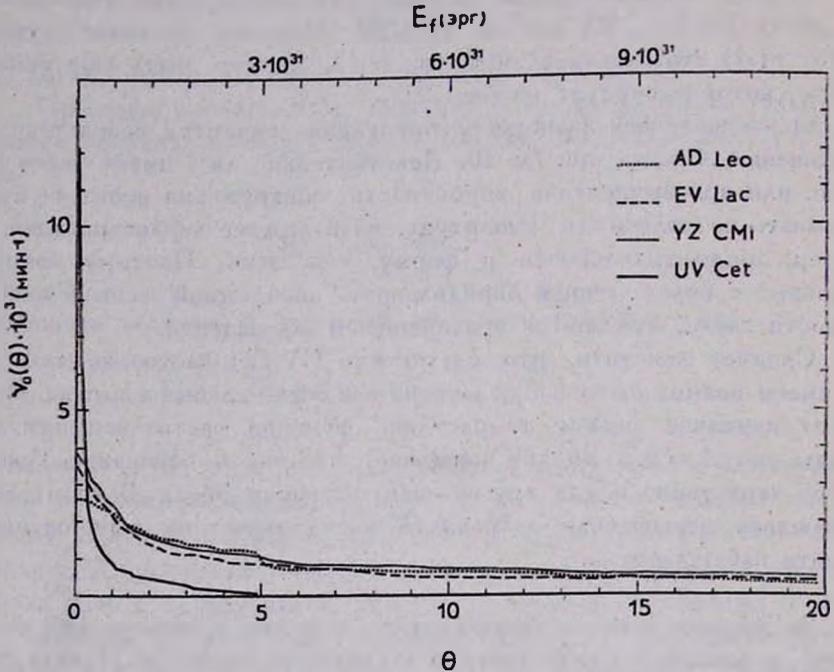


Рис. 3. Функции частот вспышек в зависимости от энергии θ .

Как и функция $\gamma(A)$, функция частот в зависимости от θ медленно убывает с ростом энергии вспышки. Дисперсия энергий еще больше, чем дисперсия амплитуд. Лишь UV Cet выделяется в этом отношении среди рассматриваемых звезд — функции частот и параметры AD Leo, EV Lac и YZ CMi весьма близки.

Прямым следствием медленного убывания функции частот является тот факт, что полная энергия, теряемая звездой при вспышках в оптической области спектра, определяется, в основном, самыми большими вспышками. Хотя мы не знаем функцию частот в области малых энергий, весьма маловероятно, чтобы небольшие вспышки играли существенную роль в энергетических потерях звезды.

Как и следовало ожидать, между энергиями вспышек и их амплитудами существует довольно четкая линейная зависимость; соответствующие коэффициенты корреляции приведены в десятом столбце

табл. 1. В следующих двух столбцах этой таблицы приведены средние значения и стандартные отклонения продолжительности вспышек рассматриваемых четырех звезд.

В работе [27] один из авторов данной статьи предложил классификацию кривых блеска испыхивающих звезд, согласно которой можно выделить четыре типа кривых блеска. Табл. 3 представляет распределение типов вспышек для исследуемых звезд. В последнем столбце табл. 3 указано общее число классифицированных вспышек.

Таблица 3

| Звезда \ Тип | I | II | III | IV | N |
|--------------|------|------|------|------|-----|
| AD Leo | 0.15 | 0.20 | 0.62 | 0.03 | 34 |
| EV Lac | 0.22 | 0.24 | 0.51 | 0.03 | 37 |
| YZ CMi | 0.38 | 0.15 | 0.44 | 0.03 | 74 |
| UV Cet | 0.63 | 0.13 | 0.23 | 0.01 | 107 |

Из приводимых данных нетрудно заметить, что доля вспышек I типа (характеризующегося быстрым возрастанием и убыванием светимости) возрастает с уменьшением светимости звезды, а доля вспышек III типа (для которого характерны значительно меньшие скорости возрастания и убывания светимости) — уменьшается. Доля вспышек промежуточного типа II остается практически неизменной при переходе к звездам низкой светимости. Вспышки IV типа одинаково редко встречаются на всех звездах.

Весьма важным параметром, характеризующим вспышечную активность звезды, является полная энергия E_f , излученная при вспышках в некоторой области спектра за большой промежуток времени T . Разделив E_f на T , мы получим, по определению, вспышечную светимость данной звезды L в выбранном участке спектра. Данные об относительной вспышечной светимости L/L_s исследуемых звезд в В-цвете приведены в последнем столбце табл. 1. При этом мы принимали во внимание лишь вспышки с энергией $\Theta \geq 1$, а для UV Cet, помимо этого, было найдено значение L/L_s с учетом всех вспышек с $\Theta > 0.1$, — это значение указано в скобках. Как уже отмечалось, вспышечная светимость определяется, в основном, большими вспышками, так что наблюдаемые значения должны быть близки к истинным.

При рассмотрении данных об относительной вспышечной светимости звезд привлекают внимание следующие два факта: 1) малость значений L/L_s , и 2) их постоянство.

Первое обстоятельство уже неоднократно отмечалось наблюдателями. Конечно, нужно учитывать, что вспышечная светимость мала ($L \simeq 10^{-2} L_*$) лишь в В-области. Полная светимость вспышек с учетом излучения, испускаемого в ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра, может составлять более существенную часть светимости звезды.

Весьма интересно, что отношение L/L_* примерно одно и то же для четырех рассматриваемых звезд, хотя светимости их различны. Так, светимость AD Leo в 50 раз больше светимости UV Cet—и во столько же раз больше ее вспышечная светимость. Было бы желательно проверить, соблюдается ли такая пропорциональность для более ярких звезд.

4. *Заключение.* Перечислим в заключение основные результаты, полученные в данной статье.

1. Максимальные светимости наблюдаемых в 1967—1970 гг. вспышек звезд AD Leo, EV Lac, YZ CMi и UV Cet в В-цвете заключены в широком интервале между $4 \cdot 10^{27}$ эрг/сек и $2 \cdot 10^{31}$ эрг/сек; интервал энергий простирается от $5 \cdot 10^{28}$ эрг до 10^{34} эрг. При этом светимость и энергия большинства вспышек меньше соответствующих средних значений.

2. Сравнение основных параметров исследуемых звезд с учетом наблюдательной селекции показывает, что свойства звезд AD Leo, EV Lac и YZ CMi весьма близки, в то время как UV Cet существенно отличается от остальных звезд. Вспышки UV Cet имели меньшие амплитуды и энергии, были менее продолжительны и принадлежали преимущественно к I типу по классификации кривых блеска [27].

3. У звезды UV Cet наблюдается резкое увеличение частоты вспышек с уменьшением амплитуды в области $L_f^{\max} \leq 7 \cdot 10^{28}$ эрг/сек. Возможно, что и для других исследованных звезд функция частот вспышек при столь малых значениях L_f^{\max} ведет себя аналогичным образом, однако светимости этих звезд слишком велики, чтобы мы могли наблюдать на них слабые вспышки.

4. Вспышечная светимость рассматриваемых звезд определяется, в основном, самыми большими вспышками. Относительная вспышечная светимость в В-цвете L/L_* исследованных четырех звезд приблизительно одинакова и составляет примерно 1%.

Относительная вспышечная светимость является, вероятно, одним из важнейших параметров, характеризующих активность звезды. Сей-

час трудно сказать, связана ли вспышечная светимость непосредственным образом со светимостью звезды, или эта связь имеет косвенный характер (возраст звезды, ее масса и т. д.). Заманчиво и другие различия в свойствах звезд, например, поведение функции частот связывать с различием их светимостей, однако и в этом случае зависимость может быть косвенной.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON SOME CHARACTERISTICS OF THE FLARE ACTIVITY OF UV CETI TYPE STARS. II.

V. S. OSKANIAN, V. Yu TEREZHIZH

The results of B-colour photoelectric observations of the stars AD Leo, EV Lac, YZ CMi and UV Cet, effectuated during 1967—1970, are discussed. The distributions of amplitudes and amounts of radiated energies of flares as well as their frequency functions show that the properties of the first three stars are very similar. The relative flare luminosities of the investigated stars are approximatively equal. The influence of the observational selection on the detection of small-amplitude flares as well as the problem of determination of the absolute flare activity of these stars are discussed in detail.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. С. Осканян, В. Ю. Терезиж. *Астрофизика*, 7, 83, 1971.
2. K. Ichimura, *Tokyo Astr. Bull., Sec. ser.*, No. 187, 1968.
3. K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe, *IBVS*, No. 267, 310, 1968; No. 331, 334, 1969.
4. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe, T. Okuda, K. Okida, *IBVS*, No. 399, 405, 1969; No. 426, 1970.
5. N. I. Shakhovskaya, *IBVS*, No. 339, 1969.
6. P. F. Chugatnov, *IBVS*, No. 338, 1969.
7. P. F. Chugatnov, N. I. Shakhovskaya, *IBVS*, No. 340, 410, 411, 1969.
8. K. L. Maslennikov, N. I. Shakhovskaya, *IBVS*, No. 401, 1969.
9. S. Cristaldi, M. Rodonò, *IBVS*, No. 274, 1968; No. 403, 404, 1969; No. 423, 1970.
10. S. Cristaldi, M. Narbone, M. Rodonò, *IBVS*, No. 332, 333, 367, 1969.
11. S. Cristaldi, G. Godolt, M. Narbone, M. Rodonò, *priv. communication*.
12. B. Szetdl, *IBVS*, No. 345, 1969.
13. A. H. Jarrett, J. P. Eksteen, *IBVS*, No. 349, 364, 406, 1969; No. 412, 1970.
14. J. P. Eksteen, Th. Schmidt, *IBVS*, No. 264, 1968.
15. A. D. Andrews, *IBVS*, No. 265, 307, 1968.
16. F. M. Bateson, *IBVS*, No. 354, 1969.

17. K. Stenplot, *IBVS*, No. 305, 1968.
18. V. S. Oskantun, *IBVS*, No. 268, 1968.
19. W. E. Kunkel, *Low-Luminosity Stars*, ed. S. S. Kumar, 1969, p. 195; Thesis, University of Texas, Austin, 1967.
20. Р. Е. Гершберг, Вспышки красных карликовых звезд, Наука, М., 1970.
21. K. Ozawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe, *Tokyo Astr. Bull., Sec. ser.* No. 188, 1968.
22. M. Pettit, *IBVS*, 430, 1970.
23. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чужайков, *Изв. КрАО*, 40, 7, 1969.
24. В. С. Осканян, *Нестационарные звезды*, Ереван, 1957, стр. 17.
25. A. D. Andrews, P. F. Chugainov, R. E. Gershberg, V. S. Oskantun, *IBVS*, No. 325, 1969.
26. Ю. В. Прохоров, Ю. А. Розанов, *Теория вероятностей*, Наука, М., 1967.
27. V. S. Oskantun, *Non-Periodic Phenomena in Variable Stars*, ed. L. Detre, Budapest, 1968.

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ В ТЕСНЫХ
ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ ЗВЕЗД-КАРЛИКОВ

В. И. ТАРАНОВ

Поступила 27 января 1971

Исследуется поведение фронта ударной волны в газовых потоках. Считается, что за фронтом ударной волны происходят потери энергии через излучение. Показано, что фронт ударной волны совершает колебательное движение. Найдена зависимость периода и амплитуды колебаний от параметров системы.

Изучение газовых потоков, наблюдаемых в тесных двойных системах звезд-карликов, представляет большой интерес для объяснения спектрофотометрических особенностей данных систем. При концентрации атомов в струе порядка 10^{11} — 10^{12} см⁻³ [1, 2] исследование динамики газовых струй необходимо проводить с газодинамической точки зрения. Согласно этому подходу, в газовых струях в области вхождения в газовый диск, окружающий звезду, должна существовать ударная волна.

При прохождении через фронт ударной волны газ нагревается и затем, в силу малой оптической толщины струи, теряет энергию в результате высвечивания. В [3] было найдено распределение газодинамических параметров за фронтом ударной волны. При этом делалось предположение о стационарности фронта.

Для более точного определения закона движения фронта ударной волны необходимо решение нестационарной задачи о столкновении струи с газовым диском. В данной работе эта задача решается методом Уитема [4]. Описание метода и обзор задач, решенных в астрофизике этим методом, даны в [5].

Основные уравнения. Движение газа в струях можно считать одномерным, поскольку скорость расширения струи значительно меньше радиальной скорости движения [3].

Уравнения неразрывности и движения имеют вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial r} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{GM}{r^2}, \quad (2)$$

где ρ , v , p — плотность, скорость, давление газа, соответственно; t — время, r — пространственная координата, отсчитываемая от центра звезды, в газовый диск которой входит струя; G — гравитационная постоянная; M — масса звезды.

Будем считать, что потери энергии газом на излучение E единицей объема за 1 сек в области высвечивания можно представить в виде

$$E = -\rho^2 L(T), \quad (3)$$

где $L(T)$ — сложная функция температуры газа, график которой дан в [3]. Считая газ идеальным, получим следующее уравнение энергии:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial r} + \gamma \rho \frac{\partial v}{\partial r} = -(\gamma - 1) \rho^2 L(T), \quad (4)$$

где γ — показатель адиабаты.

Из (1), (2) и (4) получается следующее уравнение вдоль C_+ характеристик:

$$\frac{dv}{dt} + \frac{1}{\alpha \rho} \frac{dp}{dt} = -\frac{GM}{r^2} - (\gamma - 1) \frac{\rho L(T)}{\alpha}, \quad (5)$$

где α — скорость звука.

Поскольку ударная волна в газовых струях сильная, то условия на фронте имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_2 &= \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_1, \\ v_2 &= \frac{2}{\gamma + 1} D + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} v_1, \\ p_2 &= \frac{2}{\gamma + 1} \rho_1 (D - v_1)^2, \end{aligned} \quad (6)$$

где D — скорость фронта ударной волны; значения с индексом 1 соответствуют параметрам до фронта, с индексом 2 — за фронтом ударной волны.

Движение газа до фронта определяется в основном гравитационным полем звезды [3], поэтому

$$v_1 = -\sqrt{\frac{2GM}{r}}. \quad (7)$$

Будем рассматривать стационарную струю с постоянным расходом массы. В таком случае

$$\rho_1 v_1 = -\rho_1 \sqrt{\frac{2GM}{r}} = \text{const} = J, \quad (8)$$

или

$$\rho_1 = \frac{J\sqrt{r}}{\sqrt{2GM}}. \quad (9)$$

Поскольку $D = dR/dt$, где R — радиус фронта ударной волны, то, подставляя (6) в (5), с учетом (7) и (9) после простых преобразований получим следующее уравнение для определения $R(t)$:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 R}{dt^2} + a_1 \frac{\sqrt{2GM}}{R\sqrt{R}} \frac{dR}{dt} + a_2 \frac{1}{R} \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + a_3 \frac{2GM}{R^3} + \\ + a_4 \frac{JL(T)}{\sqrt{2GM}} \frac{\sqrt{R}}{\left(\frac{dR}{dt} + \frac{\sqrt{2GM}}{\sqrt{R}}\right)} = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$a_1 = \frac{\gamma^2 - \lambda}{4\lambda}, \quad a_2 = \frac{\lambda - \gamma}{4\lambda}, \quad a_3 = \frac{\gamma(\gamma + 1)}{4\lambda}, \quad (11)$$

$$a_4 = \frac{\gamma(\gamma + 1)^2}{2\lambda(\lambda - \gamma)}, \quad \lambda = \gamma + \sqrt{2\gamma(\gamma - 1)}.$$

Для определения скорости фронта ударной волны при $t = 0$ в момент столкновения струи с газовым диском необходимо решение задачи о распаде начального разрыва. Однако, поскольку плотность газового диска более чем на порядок превосходит плотность газа в струе, то удар струи о газовый диск можно рассматривать как удар о твердую стенку. В этом случае момент удара за фронтом ударной волны $v_2 = 0$. Поэтому из (6) при $t = 0$ следует

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\gamma - 1}{2} \frac{\sqrt{2GM}}{\sqrt{R_0}}. \quad (12)$$

Если считать скорость газа за фронтом при $t = 0$; $v_2 \neq 0$, то это приведет к уменьшению начальной скорости фронта ударной волны. В общем случае при $t = 0$ имеем

$$\frac{dR}{dt} = z \frac{\gamma - 1}{2} \frac{\sqrt{2GM}}{\sqrt{R_0}}, \quad (13)$$

где параметр $z \leq 1$.

При решении уравнения (10) считалось, что $L(T) = L = \text{const}$. Это оправдывается двумя соображениями.

1. При скоростях газовых потоков порядка 1000 км/сек температура газа за фронтом ударной волны достигает нескольких миллионов градусов. При этих температурах функция $L(T)$ меняется с температурой слабо.

2. Функция высвечивания $L(T)$ зависит от химического состава газа струи, который известен в настоящее время недостаточно точно.

Перейдем в уравнении (10) к безразмерным радиусу и времени, положив

$$R = \alpha x, \quad t = \beta \tau, \quad (14)$$

где

$$\alpha = \frac{(2GM)^{\frac{2}{3}}}{(JL)^{\frac{1}{3}}}, \quad \beta = \left(\frac{2GM}{JL} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (15)$$

Тогда из (10) для $x(\tau)$ получается следующее уравнение:

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + \frac{a_1}{x\sqrt{x}} \frac{dx}{d\tau} + \frac{a_2}{x} \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2 + \frac{a_3}{x^2} + a_4 \frac{\sqrt{x}}{\frac{dx}{d\tau} + \frac{1}{\sqrt{x}}} = 0, \quad (16)$$

с начальными условиями при $\tau = 0$

$$\frac{dx}{d\tau} = z \frac{\gamma - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{x_0}}. \quad (17)$$

Результаты численного интегрирования. Уравнение (16) решалось численно методом Рунге-Кутты, со значением $\gamma = 5/3$, при трех начальных координатах $x_0 = 0.5$; 1.0; 2.0 и двух значениях параметра $z = 0.5$; 1.0.

На рис. 1 представлен график зависимости $x(\tau)$ для $x_0 = 1$ и $z = 1$.

Графики для других значений x_0 и z аналогичны. Основное отличие заключается в величинах периода P и амплитуды A колебаний.

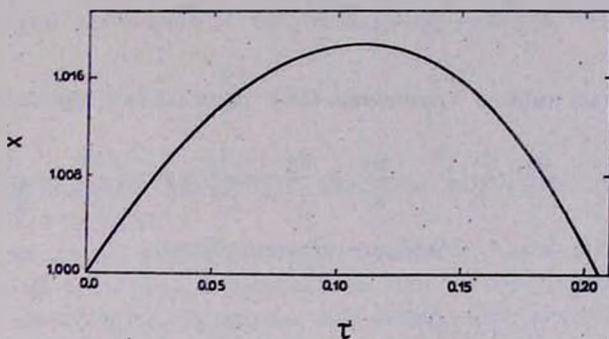


Рис. 1.

В табл. 1 представлены значения P и A при различных значениях x_0 и z .

Результаты интегрирования показывают, что фронт ударной волны в газовой струе совершает колебательное движение. Форма колебаний близка к синусоидальной, но несколько асимметрична. При уменьшении x_0 амплитуда и период колебаний увеличиваются. Это связано

Таблица 1

| x_0 | z | P | A |
|-------|-----|--------|---------|
| 2.0 | 1.0 | 0.0861 | 0.00536 |
| 2.0 | 0.5 | 0.0395 | 0.00123 |
| 1.0 | 1.0 | 0.2061 | 0.01872 |
| 1.0 | 0.5 | 0.0996 | 0.00433 |
| 0.5 | 1.0 | 0.3314 | 0.04101 |
| 0.5 | 0.5 | 0.1623 | 0.00970 |

с тем, что при уменьшении x_0 начальная скорость фронта ударной волны, согласно (17), возрастает, а потери энергии на излучение, согласно (9), уменьшаются. Интересно отметить хорошее совпадение для периода и амплитуды колебаний с выражениями, найденными в [7] на основе других соображений.

Для определения влияния зависимости функции высвечивания от температуры на характер движения фронта ударной волны, были найдены решения, когда потери энергии пропорциональны температуре

$$E = -\rho^2 BT \quad (18)$$

и обратно пропорциональны температуре

$$E = -\frac{\rho^2 C}{T}. \quad (19)$$

В первом случае вместо уравнения (16) получается уравнение

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} + \frac{a_1}{x\sqrt{x}} \frac{dx}{d\tau} + \frac{a_2}{x} \left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 + \frac{a_3}{x^2} + \frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} a_4 \sqrt{x} \left(\frac{dx}{d\tau} + \frac{1}{\sqrt{x}}\right) = 0, \quad (20)$$

связь между R и x и t , τ дается соотношениями

$$R = \sqrt{\frac{R_2}{B\mu}} \frac{(2GM)^{\frac{3}{4}}}{J} x, \quad t = \left(\frac{R_2}{B\mu}\right)^{\frac{3}{4}} \frac{(2GM)^{\frac{5}{8}}}{J^{\frac{3}{2}}} \tau, \quad (21)$$

где R_2 — газовая постоянная, μ — молекулярный вес.

Если потери энергии определяются выражением (19), то вместо (16) получается следующее уравнение:

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} + \frac{a_1}{x\sqrt{x}} \frac{dx}{d\tau} + \frac{a_2}{x} \left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 + \frac{a_3}{x^2} + \frac{(\gamma+1)^2 a_4}{2(\gamma-1)} \frac{\sqrt{x}}{\left(\frac{dx}{d\tau} + \frac{1}{\sqrt{x}}\right)} = 0, \quad (22)$$

где

$$R = \left(\frac{\mu}{cR_2}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{(2GM)^{\frac{3}{4}}}{J^{\frac{1}{4}}} x; \quad t = \left(\frac{\mu}{cR_2}\right)^{\frac{3}{8}} \frac{(2GM)^{\frac{5}{8}}}{J^{\frac{3}{8}}} \tau. \quad (23)$$

Уравнения (20) и (22) решались при начальных условиях, определяемых в формуле (17) для $x_0 = 1$ и $z = 1$.

Характер движения фронта ударной волны аналогичен приведенному на рис. 1. Для безразмерных периода P и амплитуды A в случае уравнения (20) получились значения $P = 0.289$, $A = 0.0463$ и в случае уравнения (23): $P = 0.0331$, $A = 0.00623$.

Обсуждение результатов интегрирования. Из полученных результатов следует, что фронт ударной волны совершает колебания при произвольной зависимости функции высвечивания от температуры. Зависимость от температуры сказывается на периоде и амплитуде колебаний.

Из соотношений (14), (15) и (21), (23) следует, что независимо от функции высвечивания между максимальным радиусом ударной волны и периодом колебаний T существует следующая связь:

$$\frac{R^3}{T^2} = kGM, \quad (24)$$

где k — коэффициент, численное значение которого зависит от вида функции высвечивания.

Как указывалось в [7], соотношение (24), справедливое и для колебаний белых карликов и цефеид, не зависит от уравнения энергии и тем самым механизма и природы колебаний. Оно с точностью до множителя k определяется уравнением движения (2) и справедливо для любой системы, движущейся в центральном ньютоновском поле тяготения.

Применим полученные результаты к системе DQ Her, у которой были найдены короткопериодические, с периодом $T = 71$ сек, колебания блеска [8]. Из (14) и (15) получим следующее выражение для расхода массы:

$$J = \frac{2 GMP^2}{LT^2}, \quad (25)$$

где T — период колебания в секундах, P — безразмерный период, значения которого берутся из табл. 1.

Полагая $x_0 = 1$, получим для P значение 0.2. При массе звезды $M = 0.2 M_{\odot}$ [1] и $L \approx 3 \cdot 10^{45}$ эрг/см³сек [3] получим $J \approx 10^{-5}$ г/см³сек, что хорошо совпадает со значением, найденным на основе изменения периода системы [9] и анализа кривой блеска [2].

Из данной интерпретации короткопериодических пульсаций блеска можно сделать следующие выводы:

1. Колебания блеска возможны в тесных двойных системах, в которых происходит перенос массы из одного компонента системы в другой в виде газовой струи.

2. Поскольку период колебания определяется параметрами системы и расходом массы в газовой струе J , то для различных систем периоды колебания блеска различны.

3. Если расход массы в газовой струе J не является постоянным, то период колебания блеска будет меняться. Этим можно объ-

яснить квазипериодические колебания блеска, наблюдаемые в некоторых тесных двойных системах, аналогичных DQ Her [10, 11].

Калининградский государственный
университет

SHOCK WAVES IN THE GASEOUS STREAMS IN CLOSE BINARY SYSTEMS OF DWARF STARS

V. I. TARANOV

The behaviour of the shock wave's front in the gaseous streams is investigated. It is supposed, that there is a loss of the radiative energy behind the shock wave's front. The shock wave's front is shown to do oscillatory motion. The dependence of the period and the amplitude of the oscillations on the system's parameters are found.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Р. Крафт, Взрывные переменные как двойные звезды, Мир, М., 1965.
2. В. Г. Горбацкий, *Астрофизика*, 3, 245, 1967.
3. В. И. Таранов, *Труды АО ЛГУ*, 26, 1969.
4. С. В. Whitham, *J. Fluid Mech.*, 4, № 4, 337, 1958.
5. И. А. Климишин, *Проблемы космической физики*, № 2, 69, Киев, 1967.
6. S. Pottasch, *BAN*, 18, № 1, 1965.
7. В. И. Таранов, *Астрофизика*, 5, 337, 1969.
8. M. F. Walker, *Ap. J.*, 123, 68, 1956.
9. R. E. Nather, B. M. Warner, *M. N.*, 143, 145, 1969.
10. J. Smak, *Acta Astr.*, 17, 255, 1967.
11. S. M. Mumford, *Ap. J.*, 146, 411, 1966.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ
НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫШЕК EV LAC

В Бюраканской обсерватории с 9 июня по 11 августа и с 21 сентября по 6 ноября 1970 г. с помощью электрополяриметра с быстро-вращающимся поляризационным модулятором [1], установленного на 16" рефлекторе, наблюдалась звезда EV Lac.

В качестве фотоприемника использовался фотоелектронный умножитель типа ФЭУ-79 с мультищелочным фотокатодом.

Всего звезда EV Lac наблюдалась в течение 95 часов. За это время было зарегистрировано четыре вспышки в синем участке спектра ($\lambda_{эфф} \sim 4500 \text{ \AA}$). При определении амплитуды этих вспышек дополнительный световой поток от компонента звезды EV Lac учитывался методом, описанным в [2].

Обработка поляриметрических наблюдений звезды EV Lac показала, что как в нормальном состоянии, так и во время трех вспышек с амплитудами $\Delta m = 0^m45, 0^m47, 0^m5$ и вспышек с $\Delta m = 0^m6, 0^m75$, которые наблюдались во время международной кампании (с 23 августа по 9 сентября 1970 г.) [3], степень поляризации находилась в пределах ошибок измерений ($\sigma_p = \pm 0.4 \%$, $\sigma_Q = \pm 5^\circ$).

Кривые блеска новых вспышек приведены на рис. 1, где по оси абсцисс отложено мировое время, а по оси ординат — величина, $i = ((n_{ис}/n_{нор}) - 1)$, представляющая собой поток избыточного излучения, выраженный в единицах потока звезды в нормальном состоянии.

1 октября 1970 г. звезда EV Lac вспыхнула на 3^m55 с продолжительностью вспышки около 3.5 часов. Помимо наблюдений в синих лучах, охватывающих всю вспышку, нам удалось наблюдать вспышку также в ультрафиолетовых лучах ($\lambda_{эфф} \sim 3700 \text{ \AA}$), около максимума со

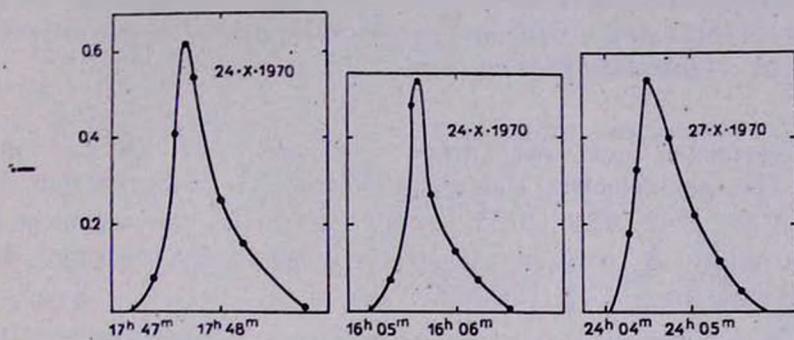
стороны нисходящей ветви. Амплитуда вспышки в этих лучах достигла $4^m 3$. После дополнения кривой блеска вспышки до предполагаемого максимума амплитуда вспышки в ультрафиолетовых лучах оценивается в $6^m 0$ (рис. 2), которая, по-видимому, может отличаться от реального значения максимальной амплитуды.

Такая большая по амплитуде и по продолжительности времени вспышка наблюдалась у звезды EV Lac впервые. Как видно из рис. 2, немонотонное возрастание и падение интенсивности и затем возникновение второй вспышки (на нисходящей ветви) являются весьма необычными для кривых блеска подобных звезд.

Результаты поляриметрических наблюдений этой вспышки приведены в табл. 1, где даны моменты наблюдения поляризации, значения i , соответствующие значения степени поляризации P и направления плоскости поляризации θ . Из табл. 1 видно, что степень поляризации в интервале $4.6 < i < 8.0$ (во время быстрого подъема) значительна. При $i > 8.0$ до максимума, где возрастание интенсивности происходит сравнительно медленно, и после максимума, до $i > 10$, значение поляризации уменьшается почти в два раза. На нисходящей ветви, перед второй вспышкой в интервале $10.0 > i > 8.0$ поляризация снова увеличивается.

Таблица 1

| № | UT | i | P | θ | Фильтр |
|----|---|-----------|-------|----------|--------|
| 1 | 19 ^h 35 ^m 00 ^s | 4.6÷8.0 | 2.6 % | 0° | Сия. |
| 2 | 19 39 00 | 11÷10 | 1.3 | 140 | " |
| 3 | 19 40 00 | 10÷11 | 1.6 | 140 | " |
| 4 | 19 40 30 | | 1.5 | 140 | " |
| 5 | 19 40 50 | | 1.3 | — | " |
| 6 | 19 43 00 | 13÷24.7 | 1.9 | 0 | " |
| 7 | 19 45 00 | 24.7÷16.5 | 1.2 | 0 | " |
| 8 | 19 45 30 | | 1.0 | 160 | " |
| 9 | 19 46 00 | | 0.6 | 140 | " |
| 10 | 19 52 00 | 16.5÷13 | 1.7 | 170 | " |
| 11 | 19 53 00 | | 1.0 | 165 | " |
| 12 | 19 53 30 | 9÷7 | 2.0 | 0 | " |
| 13 | 20 05 30 | | 1.2 | 160 | " |
| 14 | 20 07 00 | | 4.7 | 0 | " |
| 15 | 19 48 00 | 88÷82 | 1.0 | 0 | УФ |
| 16 | 19 49 00 | | 0.6 | 85 | " |
| 17 | 19 49 30 | | 1.2 | 26 | " |



UT
Рис. 1.

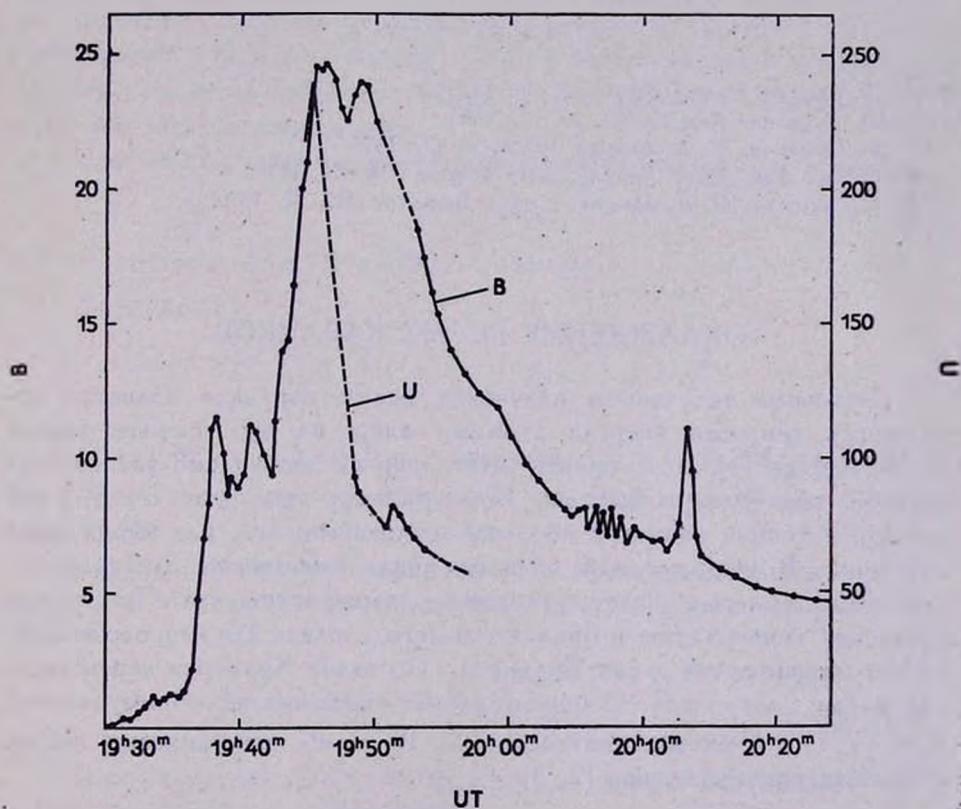


Рис. 2

Следует отметить, что как во время предыдущих вспышек EV Lac [4, 5], так и в данном случае поляризации наблюдаются при вспышках с большими амплитудами.

Polarimetric and photometric observations of EV Lac during flares. The photoelectric and electropolarimetric data on four flares ($\Delta m = 0^m45, 0^m47, 0^m50, 3^m55$) of EV Lac in the blue region of spectrum are given. A noticeable polarization have been measured during a flare with $\Delta m = 3^m55$. (Table 1).

18 января 1971

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

К. А. ГРИГОРЯН
М. А. ЕРИЦЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Ерицян, Сообщ. Бюр. обс., 43, 33, 1970.
2. П. Ф. Чулайнов, Изв. КрАО, 26, 171, 1961.
3. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, IBVS, № 497, 1970.
4. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, Астрон. цирк., № 570, 1970.
5. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, Сообщ. Бюр. обс., 42, 41, 1970.

ОХЛАЖДЕНИЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Основным источником излучения белых карликов является, по видимому, тепловая энергия атомных ядер, на что впервые указал С. А. Каплан [1]. Для оценки этой энергии необходимо знание внутренней температуры звезды. Рост температуры происходит, в основном, в тонкой лучистой оболочке белого карлика, где вырождения почти нет. В вырожденной области теплопроводность электронного газа очень велика и поэтому градиент температуры мал. При оценке градиента температуры в оболочке белого карлика для непрозрачности обычно принимается закон Крамерса. Но закон Крамерса верен лишь при малых плотностях. В общем случае коэффициент непрозрачности $K \sim \rho^2 T^{-3}$, и с ростом плотности ($\rho \geq 10^9$ г/см³) коэффициент непрозрачности принимает вид [2, 3]

$$K = K_0 Z T^{-2}, \quad (1)$$

где Z — весовое содержание тяжелых элементов.

В невырожденной оболочке белых карликов выражение (1) для непрозрачности является лучшим приближением, чем закон Крамерса. Численное значение K_0 , полученное интерполированием табличных значений в [2, 3], равно $\approx 1.2 \cdot 10^{16}$.

С помощью (1) легко получить следующее выражение:

$$L = 2.96 \cdot 10^{-3} \frac{\mu M}{\mu_e Z} T_7^{3.5} = 1.48 \cdot 10^{-3} \frac{\mu(1+X)}{Z} M T_7^{3.5}, \quad (2)$$

где L и M — светимость и масса звезды в солнечных единицах; T_7 — температура, в единицах 10^7 °К, в переходном слое, ниже которого начинается вырождение (считаем, что дальше к центру звезды роста температуры нет); $1/\mu = 2X + 3/4 Y + 1/2 Z$, $\mu_e = 2/(1+X)$; X , Y — весовое содержание, соответственно, водорода и гелия.

Как видно из сравнения (2) с соответствующей формулой для крамерсовского поглощения (см., например, [4]), оба закона поглощения приводят к одинаковой зависимости между M , L , T и μ , но в (2) коэффициент в 12.4 раза больше. То есть белый карлик с той же светимостью имеет внутреннюю температуру в $(12.4)^{1/3.5} = 2.05$ раза меньшую, чем обычно принималось.

Светимость белого карлика определяется следующим образом:

$$L = - d\varepsilon/d\tau, \quad (3)$$

где ε — тепловая энергия звезды, τ — время.

Согласно [5],

$$\varepsilon = \frac{3 B M T}{\mu_A}, \quad \frac{1}{\mu_A} = X + \frac{1}{4} Y + \frac{Z}{A}, \quad (4)$$

в отличие от классического выражения $\varepsilon = (3/2) B M T / \mu_A$. Здесь $B = 8.31 \cdot 10^7$ — газовая постоянная, A — средний атомный вес тяжелых ядер, μ_A относится к недрам звезды.

Из (2)–(4) получим выражение для времени охлаждения белого карлика, τ , в годах, от начальной температуры T_0 до температуры T ($T_0 \gg T$):

$$\tau = 1.12 \cdot 10^{10} \frac{Z}{\mu(1+x)\mu_A} T_7^{-2.5}, \quad (5)$$

Время охлаждения белого карлика до данной внутренней температуры не зависит от массы звезды.

Исключив из (2) и (5) температуру, получим зависимость между светимостью и временем охлаждения

$$L = 1.09 \left[\frac{Z}{\mu(1+X)\mu_A} \right]^{0.4} \frac{1}{\mu_A} M \left(\frac{\tau}{10^8} \right)^{-1.4}, \quad (6)$$

или между абсолютной болометрической величиной и временем охлаждения

$$M_{\text{bol}} = 4.63 - 2.5 \lg L = 4.53 - \lg \frac{Z}{\mu(1+X)} + \\ + 3.5 \lg \mu_A - 2.5 \lg M + 3.5 \lg \frac{\tau}{10^8}. \quad (7)$$

Напомним, что здесь τ выражено в годах, L , M — в солнечных единицах.

Для белых карликов обычно принимается такой химический состав: $X=0$, $Y=0.9$, $Z=0.1$. Однако такой химический состав характерен скорее для недр белого карлика, а не для его оболочки, к которой относятся величины X , Y , Z , μ в формулах (5)–(7). Заметим, что содержание тяжелых элементов в оболочке белых карликов вполне может быть малым (2–3%), что не противоречит наблюдательным данным.

Приведем значение коэффициента $a = 3.5 \lg \mu_A - \lg \frac{Z}{\mu(1+X)}$ в (7) для трех разных химических составов в оболочке (во всех трех случаях принимаем, что $\mu_A = 4.44$ в ядре белого карлика):

$$X=0, \quad Y=0.9, \quad Z=0.1, \quad \mu=1.38, \quad a=1.13;$$

$$X=0, \quad Y=0.98, \quad Z=0.02, \quad \mu=1.34, \quad a=4.11;$$

$$X=0.98, \quad Y=0, \quad Z=0.02, \quad \mu=0.51, \quad a=3.97.$$

Значение коэффициента a , а следовательно, и значение τ — времени охлаждения белого карлика, довольно чувствительно к содержанию тяжелых элементов в оболочке звезды, которое известно не очень точно. С увеличением Z растет болометрическая величина белого карлика с данным возрастом. Это связано с тем, что с увеличением Z растет непрозрачность в оболочке, что приводит к росту внутренней температуры при фиксированной светимости белого карлика, при этом $ZT^{-3.5} = \text{const}$ (см. (2)). С другой стороны, из (5) получаем, что

$$\tau \sim ZT^{-2.5} \sim (ZT^{-3.5}) T \sim T \sim Z^{1/3.5},$$

то есть время охлаждения белого карлика с фиксированной светимостью растет с ростом Z .

Еще большее влияние на время охлаждения белого карлика оказывает химический состав недр звезды. В самом деле, из (7) видно, что $\tau \sim 1/\mu_A$, а значение μ_A может меняться от 1 до 56 при изменении химического состава от чисто водородного до чисто железного.

Таким образом, значение времени охлаждения белого карлика довольно сильно изменяется в зависимости от выбора химического состава в оболочке и в недрах звезды. Поэтому конкретные численные оценки, которые мы приводим ниже для второго химического состава (он нам кажется более реальным), могут значительно изменяться для других химических составов.

Время охлаждения белого карлика до данной светимости сильно уменьшается с ростом L . Белый карлик большую часть своей жизни проводит в состоянии с низкой светимостью. Наиболее старые белые карлики с возрастом, равным возрасту Галактики, 10^{10} лет, имеют при $M = 1 M_{\odot}$, $M_{\text{бел.}} \approx 15^m 5$, то есть они не обнаружимы на Паломарском атласе, если они расположены далее ≈ 100 пс.

В предположении, что темп рождения белых карликов и распределение рождающихся белых карликов по массам не изменяются за время жизни Галактики, получим, что число белых карликов, имеющих в настоящее время светимость в интервале от L до $L + \Delta L$, (или имеющих болометрическую величину в интервале от $M_{\text{бел.}}$ до $M_{\text{бел.}} + \Delta M_{\text{бел.}}$), пропорционально времени охлаждения $\Delta\tau$ из формул (6) или (7). Например, для $M = 1 M_{\odot}$ получим, что число белых карликов с $M_{\text{бел.}} \lesssim 12^m 5$ в ≈ 7 раз меньше числа белых карликов с $M_{\text{бел.}} \gtrsim 12^m 5$, и для $M = 0.5 M_{\odot}$ это отношение равно ≈ 22 .

Наблюдаемое распределение белых карликов по абсолютным визуальным величинам имеет максимум при $M_v \approx 13^m$ [6]. По-видимому, существование этого максимума не связано с истинной функцией светимости белых карликов (эта функция при вышеуказанных предположениях монотонно растет с ростом абсолютной величины), а есть следствие трудностей выявления слабых белых карликов. Таким образом, практически белые карлики с $M_v \gtrsim 13^m$ в настоящее время не доступны для выявления полного их числа (например, до заданного расстояния их от Солнца). Следовательно, в настоящее время наблюдается лишь незначительная доля ($\approx 5\%$) всех белых карликов.

The cooling of white Dwarfs. The time of cooling of the white dwarf with an account of more accurate values of opacity, thermal energy and chemical composition of the star has been found.

It is shown that at present only a small part of old (faint) white dwarfs is possible to observe.

8 октября 1970

Шемахинская астрофизическая
обсерватория

Э. Ф. СЕИДОВ
Т. А. ЭМИНЗАДЕ

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С. А. Каплан, Астрон. ж., 27, 31, 1950.
2. R. E. Marshak, in „Perspectives in Modern Physics“, N.-Y., 1966.
3. А. Н. Кокс, Дж. Н. Стюарт, Научные информации, вып. 15, 1969.
4. М. Шварцшильд, Строеие и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.
5. L. Mestel, M. A. Ruderman, M. N., 136, 27, 1967.
6. W. Gliese, Catalogue of nearby stars, Karlsruhe, 1969.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО МУЛЬТИПОЛЯ

При исследовании пульсаров рассматривается задача о вычислении мощности электромагнитного излучения, генерируемого вращающимся магнитным диполем [1—3]. Поскольку структура магнитного поля на поверхности пульсара или в его окрестности неизвестна, то целесообразно рассмотреть излучение электромагнитных волн вращающимися звездами с магнитным полем более сложной структуры.

Ради определенности рассмотрим следующую задачу. Пусть на поверхности пульсара или в его магнитосфере есть „волнистая“ силовая трубка магнитного поля (рис. 1). Если эта трубка пересекает поверхность пульсара, то на этой поверхности она образует последовательность магнитных пятен с чередующейся полярностью.

При вращении вся система генерирует электромагнитное излучение, которое можно разложить на отдельные компоненты. Среднее магнитное поле как самого пульсара, так и магнитных трубок дает обычное длинноволновое дипольное излучение типа рассмотренного в [1, 2] на частоте, равной угловой скорости вращения пульсара Ω . С другой стороны, магнитное поле в трубке (точнее, его изменяю-

щаяся часть) также генерирует электромагнитное излучение, но уже на более высоких гармониках основной частоты. Мощность этого излучения легко рассчитать обычными методами теории излучения, заменив каждое магнитное пятно „зарядом“ $q = \pm H_0 a^2$, где H_0 — ампли-

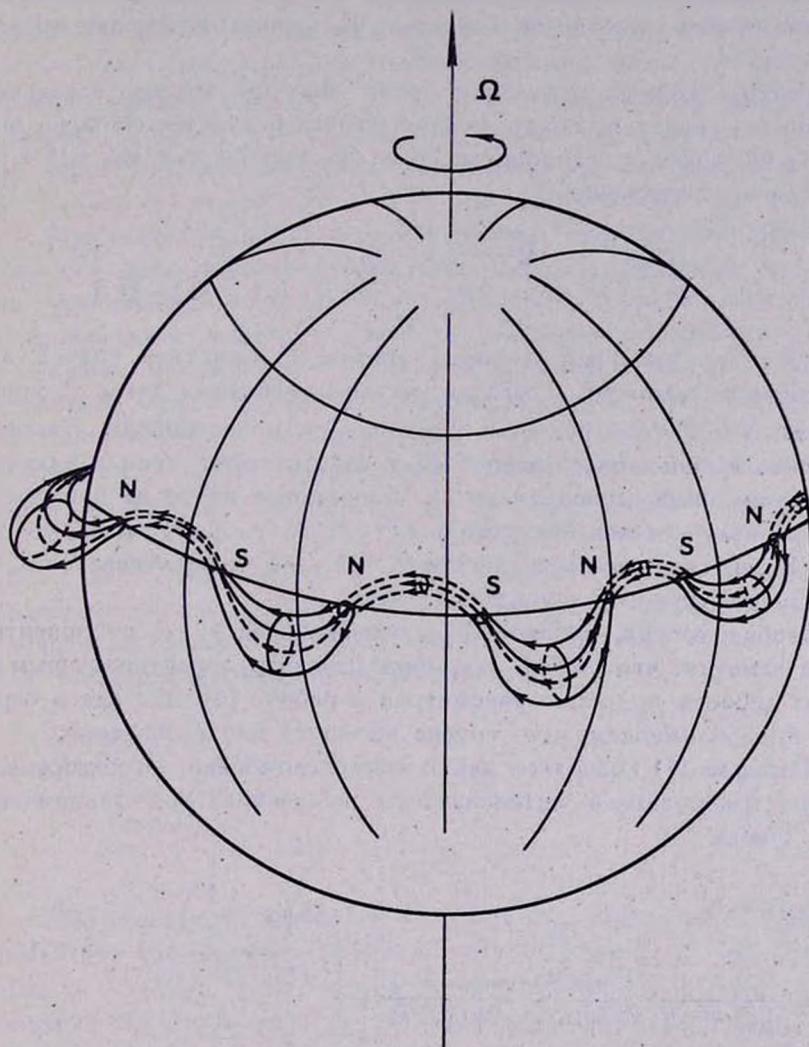


Рис. 1.

туда изменения магнитного поля в трубке, a — размер шага трубки (расстояние между соседними пятнами). Знаки „зарядов“ чередуются. При расчете излучения трубки, расположенной на поверхности пульсара (или близко к ней), необходимо также учесть и ее влияние. Если

эту поверхность считать проводящей, то можно воспользоваться методом отражения, т. е. просто увеличить вдвое число пятен.

Надо подчеркнуть следующее обстоятельство. Система „магнитных пятен“ (рис. 1) эквивалентна с точки зрения генерации излучения мультипольной системе, которая вращается как целое (если считать, что сама трубка заметно не меняется за период обращения пульсара $2\pi/\Omega$).

Методы расчета излучения такой системы хорошо известны, и поэтому мы приведем сразу окончательный результат. Мощность излучения на высоких гармониках (т. е. на частоте $\omega = n\Omega$, где $n \gg 1$) определяется выражением

$$W_{n,s} = \frac{H_0^2 a^4}{2 \sqrt{\pi} c} \frac{\Omega^2 n^{1,2}}{\beta^2 (1 - \beta^2)^{1/4}} \left(\frac{n a \Omega}{\beta c} \right)^{2s} \left[\frac{\beta e^{\sqrt{1-\beta^2}}}{1 + \sqrt{1-\beta^2}} \right]^{2n}. \quad (1)$$

Здесь $v = \beta c$ — линейная скорость движения магнитной трубки, а индекс мультипольности s связан с числом магнитных пятен N соотношением $N = 2^s$ (при учете и отражения в поверхности). Например, одиночное (униполярное) пятно ведет себя с точки зрения излучения как вертикальный диполь ($s = 1$). Биполярное пятно на поверхности пульсара излучает как квадруполь ($s = 2$) и т. д. Заметим, что формула (1) справедлива при любом β как для нерелятивистских, так и ультрарелятивистских движений.

Вообще говоря, мощность излучения зависит и от ориентации трубки заметим, что случай излучения различно ориентированным одиночным диполем подробно рассмотрен в работе [4]. Мы здесь ограничимся предположением, что трубка вытянута вдоль экватора.

Формула (1) позволяет найти номер гармоники, на которую приходится максимальная интенсивность излучения при данном числе пятен. Имеем

$$n_{\max} \approx \frac{s + \frac{1}{4}}{\ln [(1 + \sqrt{1 - \beta^2})/\beta] - \sqrt{1 - \beta^2}} \approx \begin{cases} \frac{3 \left(s + \frac{1}{4} \right)}{(1 - \beta^2)^{3/2}} & 1 - \beta \ll 1 \\ \frac{s + \frac{1}{4}}{|\ln \beta|} & \beta \ll 1. \end{cases} \quad (2)$$

Отсюда сразу следует основной вывод: наличие сложной структуры магнитного поля на поверхности пульсара или около него приводит к генерации излучения на высоких гармониках, если, конечно, s , т. е.

число „пятен“, достаточно велико. При этом надо не забывать, что формулы (1) и (2) справедливы, пока длина волны этого излучения больше размера пятен, т. е. $\lambda = 2\pi c/\omega = 2\pi c/\Omega n_{\max} > a$.

Конечно, чем больше линейная скорость вращения v системы магнитных пятен, тем больше эффект увеличения частоты. У наблюдаемых сейчас пульсаров скорости вращения поверхности сравнительно невелики (по-видимому, $\beta \leq 10^{-3}$). При твердотельном вращении протяженной магнитосферы скорости v могут быть и больше. По крайней мере обсуждалась возможность вращения магнитосферы с около-релятивистской скоростью ($\beta \approx 1$) [5].

Мы хотим обратить здесь внимание еще на одну особенность. Скорость вращения пульсара уменьшается со временем и, очевидно, она максимальна в момент его образования. Можно предположить, что предельная линейная скорость вращения поверхности пульсара не больше максимальной скорости движения тела по минимальной устойчивой круговой орбите в гравитационном поле Шварцшильда. Как было показано в [6], радиус минимальной устойчивой орбиты в три раза больше гравитационного радиуса центрального тела и скорость движения на ней в собственном времени есть $\beta = 1/2$. Для этого случая $n_{\max} \approx 2.2(s + 1/4)$. Поскольку и основная частота здесь много больше ($\sim 10^{-4}$ сек), то можно заключить, что образование пульсара сопровождается мощным электромагнитным излучением не слишком большой длины волны, если только магнитное поле имеет достаточно сложную структуру.

22 июля 1970

Научно-исследовательский
радиофизический институт
г. Горький

С. А. КАПЛАН
В. Я. ЭЙДМАН

Electromagnetic radiation of a rotating magnetic multipole. It was shown that the complex multipole magnetic field on the surface of a pulsar or in its vicinity can radiate electromagnetic waves on high harmonics of the fundamental frequency (the angular velocity of rotation).

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Pacini, Nature, 219, 145, 1968.
2. J. P. Ostriker, J. E. Gunn, Ap. J., 157, 1395, 1969.
3. С. А. Каплан, В. Я. Эйдман, Письма ЖЭТФ, 10, 320, 1969.
4. В. П. Докучаев, Изв. ВУЗов, Радиофизика (в печати).
5. T. Gold, Nature, 218, 731, 1968.
6. С. А. Каплан, ЖЭТФ, 19, 951, 1949.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВИХРЕВЫХ И ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ДВИЖЕНИЙ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ. IV.

Релятивистские эффекты в гидродинамике связаны не только с большой (сравнимой со скоростью света c) величиной скорости макроскопического движения жидкости или с большой (сравнимой с c^2) разностью гравитационного потенциала в масштабе движения; они проявляются, как известно, и тогда, когда оба эти фактора несущественны, но велики скорости микроскопического движения входящих в состав жидкости частиц. Релятивистский характер микроскопического движения может служить причиной специфического взаимодействия макроскопических движений жидкости. Ниже мы проиллюстрируем это одним формальным решением уравнений релятивистской гидродинамики. Взаимодействие движений, обязанное двум другим факторам релятивизма, исследовалось ранее [1—3].

Предположим, что макроскопические 3-скорости малы, а гравитацией среды можно пренебречь, и рассмотрим предельный случай, когда микроскопические скорости стремятся к скорости света и реализуется ультрарелятивистское уравнение состояния, при котором давление p составляет $1/3$ плотности энергии ϵ . Будем искать решение уравнений гидродинамики в классе автомодельных решений, содержащих зависимость от одной пространственной переменной. Пусть эта пространственная переменная есть декартова координата x , временная переменная — t , автомодельная переменная — $\xi = x/t$. Тогда уравнения гидродинамики можно записать в следующем виде:

$$\left(\frac{2}{3}v_1 - \xi\right)v_1' = -\frac{c^2}{4p}p', \quad (1)$$

$$(v_1 - \xi)v_2' = \frac{1}{3}v_2v_1', \quad (2)$$

$$\frac{4}{3}pv_1' = -(v_1 - \xi)p'. \quad (3)$$

Здесь v_1 — компонента 3-скорости по направлению оси x , v_2 — компоненты по перпендикулярным к оси x направлениям ($\alpha = 2, 3$), штрих означает дифференцирование по ξ .

Напомним, что в классической гидродинамике производные v_2' тождественно равны нулю, откуда следует известный результат: движения, зависящие от одной пространственной переменной, являются одномерными и потенциальными. В релятивистской среде движения

указанного типа в общем случае имеют поперечные скорости, изменяющиеся со временем* и, следовательно, являются трехмерными.

Интегрируя систему (1)–(3), находим искомое решение:

$$v_1 = \frac{6}{5} \left(\xi \mp \frac{c}{\sqrt{3}} \right), \quad (4)$$

$$v_2 = v_2^0 \left(1 \mp \frac{1}{3} \frac{v_1}{c/\sqrt{3}} \right), \quad (5)$$

$$p = p^0 \left(1 \pm \frac{4}{3} \frac{v_1}{c/\sqrt{3}} \right). \quad (6)$$

Здесь $v_2^0 \geq 0$, $p^0 > 0$ — постоянные интегрирования; условию $v \ll c$ отвечает (при $x > 0$) верхний знак в (4)–(6) и значения ξ в окрестности $\xi = c/\sqrt{3}$. В частном случае $v_2^0 = 0$ решение описывает одномерное потенциальное движение (оно приводится при этом к одному из решений, рассмотренных в [5]).

В общем случае ($v_2^0 \neq 0$) ротор 3-скорости v отличен от нуля, и полная скорость есть сумма потенциальной v_1 и вихревой v_2 компонент.

Полное движение представляет собою наложение потенциального (со скоростью v_1) и вихревого (со скоростью v_2) движений. Эти движения не независимы; их взаимодействие описывается уравнением (2) и результатом его интегрирования (5). Вихревое движение не оказывает влияния на величины скорости v_1 и давления p , тогда как переменная составляющая вихревой скорости целиком определяется взаимодействием вихревого движения с потенциальным.

Согласно (4), (5), ротор 3-скорости рассматриваемого движения изменяется со временем. Сохраняющимся и притом тождественно равным нулю является вихрь „псевдоскорости“ $u_i = w U_i$ (где $w \sim p^{1/4}$ — энтальпия одной частицы, U_i — 4-скорость). Сохранение вихря „псевдоскорости“ в решении (4)–(6) есть следствие одной из общих теорем релятивистской гидродинамики [6].

Приведем для сравнения решение, описывающее движение того же типа (автомодельное, зависящее от одной пространственной переменной) в нерелятивистской жидкости с малыми микроскопическими скоростями частиц. В этом решении ротор 3-скорости также отличен от нуля и изменяется со временем, если скорость продольного движения v_1 не слишком мала по сравнению со скоростью света. Связь поперечной скорости v_2 с продольной легко находится из того усло-

* Это заключение содержится и в более общей теории [4].

вия [4], что поперечная „псевдоскорость“ есть константа. В рассматриваемом случае $w \approx mc^2$, где m — масса частицы жидкости, и тогда

$$u_x \approx mc^2 \frac{v_x}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \text{const}, \quad v_x = v_x^0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (7)$$

Продольная скорость (но при $v_x = 0$) вычислена в [5].

Заметим, что в обоих приведенных решениях имеется — при определенных условиях — возможность нарастания со временем отношения поперечной z -скорости к продольной от величины, малой по сравнению с единицей, до единицы или более; это обстоятельство можно, по-видимому, рассматривать (в духе работы [7]) как проявление особого рода релятивистской гидродинамической неустойчивости одномерных движений относительно возмущений, связанных с возбуждением поперечной скорости.

Мы благодарны И. С. Шикину за обсуждения и полезные замечания.

1 сентября 1970

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

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

А. Д. ЧЕРНИН

Е. Д. ЭЙДЕЛЬМАН

Interaction of vortex and potential motions in relativistic hydrodynamics. IV. The interaction of motions in the ultrarelativistic fluid is considered on the basis of a new solution of the relativistic hydrodynamic equations.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Чернин, Е. Д. Эйдельман, *Астрофизика*, 5, 654, 1969
2. А. Д. Чернин, *Астрофизика*, 5, 656, 1969.
3. Е. А. Тиунов, А. Д. Чернин, *Астрофизика*, 7, 161, 1971.
4. И. С. Шикин, *ДАН СССР*, 159, 1240, 1964.
5. Ф. А. Баум, С. А. Каплан, К. П. Станюкович, *Введение в космическую газодинамику*, М., 1958, стр. 363.
6. Ф. И. Франкль, *ЖЭТФ*, 31, 490, 1956.
7. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, *ДАН СССР*, 118, 671, 1958.

CONTENTS

| | |
|---|---|
| THE UVB-PHOTOMETRY OF SPIRAL GALAXIES MARKARIAN 10 AND 79 WITH SEYFERT TYPE NUCLEI | <i>E. A. Dibay, V. M. Ljutuy</i> 169 |
| THE SPECTRA OF MARKARIAN GALAXIES. III. <i>M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. F. Yesipov, B. E. Markarian</i> | 177 |
| ON THE SURFACE BRIGHTNESS OF THE BARS OF SPIRAL GALAXIES <i>A. T. Kalloghlian</i> | 189 |
| ON THE SPIRAL STRUCTURE OF THE BARRED GALAXIES <i>O. V. Chumak</i> | 197 |
| ON THE THEORY OF NONSTATIONARY RADIATION TRANSFER FOR ANISOTROPIC SCATTERING | <i>V. P. Grtlnn</i> 203 |
| ON THE POLARISATION OF RADIATION OF FLARE STARS <i>V. P. Grtlnn, H. Domke</i> | 211 |
| THE STABILITY OF GRAVITATING SYSTEMS OF POINT MASSES. II. THE CYLINDER WITH MONOENERGETIC STREAMS AND THE SPHERE WITH CIRCULAR ORBITS | <i>G. S. Bisnovaty-Kogan</i> 223 |
| THE INTERNAL CHARACTERISTICS AND COOLING TIME OF THE HOT BARION STARS | <i>G. S. Hajtan, Yu. L. Vartanant</i> 237 |
| ON THE ROTATION OF A CONFIGURATION WITH A HOMOGENEOUS MATERIAL DISTRIBUTION IN GENERAL RELATIVITY <i>G. G. Arutyunant, D. M. Sedrakian</i> | 259 |
| BARIONS AND ANTIBARIONS IN ANISOTROPIC UNIVERSE <i>I. N. Mishustln</i> | 271 |
| ON SOME CHARACTERISTICS OF THE FLARE ACTIVITY OF UV CETI TYPE STARS. II. | <i>V. S. Oskantant, V. Yu. Terebizh</i> 281 |
| SHOCK WAVES IN THE GASEOUS STREAMS IN CLOSE BINARY SYSTEMS OF DWARF STARS | <i>V. I. Taranov</i> 295 |
| NOTES | |
| POLARIMETRIC AND PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF EV LAC DURING FLARES <i>K. A. Grtgorian, M. A. Eritstan</i> | 303 |
| THE COOLING OF WHITE DWARFS | <i>Z. F. Seydov, T. A. Eminzade</i> 306 |
| ELECTROMAGNETIC RADIATION OF A ROTATING MAGNETIC MULTIPOLE <i>S. A. Kaplan, V. Ya. Eidman</i> | 310 |
| INTERACTION OF VORTEX AND POTENTIAL MOTIONS IN RELATIVISTIC HYDRODYNAMICS. IV. | <i>A. D. Chernin, E. D. Eidelman</i> 314 |