

# ԱՍՏՂԱՖԻԴՐՈՐՉ ԱՏՐՕՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

- СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ В ОБОЛОЧКАХ С АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ. I. *В. П. Гринин* 537
- К РАСЧЕТУ ВСПОМОГАТЕЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА В ОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ . . . . . *В. П. Горелов, В. И. Ильин* 553
- РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В СРЕДЕ С ВЫСОКИМ ЛУЧИСТЫМ ДАВЛЕНИЕМ. I. . . . . *Г. С. Бисковатый-Коган, С. И. Блинные* 563
- ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ ВО ВЛОЖЕННЫХ ДИСКАХ . . . . . *М. Г. Абрамян* 579
- СТРОЕНИЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИФFUЗНЫХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ . . . . . *Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник* 591
- СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 348  
*В. Ф. Есипов, В. Н. Попов, Э. Е. Хачикян* 603
- КОМПАКТНЫЕ ГАЛАКТИКИ В ОКРЕСТНОСТИ СКОПЛЕНИЯ А 193  
*Ф. Бёрмен, А. Т. Каллолян* 613
- НАБЛЮДЕНИЯ РЯДА ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600 . . . . . *В. А. Санамян, Р. А. Кандалян* 623
- КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. IX . *М. Б. Петросян* 631
- ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЛАКТИКИ ПО РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДОРОДА В ЛИНИИ 21 СМ. I. . . . . *В. Г. Берман, Ю. Н. Мишуров* 637
- ФОТОМЕТРИЯ НЕКОТОРЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД В ДИАПАЗОНЕ 1—2.5 МКМ *В. В. Кирьян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Г. М. Товмасын, Ю. Л. Шахбазян* 645
- УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ГРУППЫ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД В ПЕРСЕЕ . . . . . *Р. Х. Оганесян, К. В. Вартамян* 651
- О СООТНОШЕНИИ МЕЖДУ „ЗАНСТРОВСКИМИ“ ТЕМПЕРАТУРАМИ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ И ЭФФЕКТИВНЫМИ ТЕМПЕРАТУРАМИ ЭТИХ ЗВЕЗД  
*А. С. Пилюгин, Н. А. Сахибуллин, Г. С. Хромов* 665
- НЕЛИНЕЙНЫЕ СТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ. II.  
*С. Н. Нурутдинов* 671
- ПЕРВИЧНЫЕ „ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ“ И СПЕКТР ФОНОВОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ . . . . . *П. Д. Насельский, Ю. Г. Шевелев* 679
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
- РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 668 В ИНТЕРВАЛЕ ЧАСТОТ 2.3—14.4 Гц  
*В. А. Санамян, Р. А. Кандалян* 687
- РЕЦЕНЗИИ
- Э. А. ДИБАЙ, С. А. КАПЛАН. „РАЗМЕРНОСТИ И ПОДОБИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН“ . . . . . *В. Г. Горбачук* 691
- ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ . . . . . *В. В. Иванов* 694

Խ մ ր ա գ ր ա կ ա ն կ ո լ ը ք թ ի ա

Ս. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Զելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ս. Ա. Կապլան,  
Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր),  
Բ. Ե. Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ),  
Վ. Վ. Սորոլն (գլխ. խմբագրի տեղակալ)

Редакционная коллегия

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

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

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

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

«ԱՍՏՂԱՅԻՋԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինֆրատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտազատկոտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների զծով:

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

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

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 523.872

## СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ В ОБОЛОЧКАХ С АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ. I. КИНЕМАТИКИ С ЛОКАЛЬНЫМ РАДИАЦИОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

В. П. ГРИНИН

Поступила 3 июля 1978

Рассматривается световое давление, производимое излучением в спектральных линиях в газовых системах со сверхзвуковыми аксиально-симметричными движениями и локальным радиационным взаимодействием. Показано, что наличие дифференциального вращения приводит к появлению асимметрии углового распределения оптической толщины системы в спектральных линиях и, как следствие этого, к появлению тангенциальной составляющей светового давления. При взаимодействии излучения с веществом последнее приобретает некоторый угловой момент; соответствующее приращение углового момента, но с обратным знаком, передается излучению и выносится им за пределы системы. В результате за счет перехода части внутренней энергии системы в излучение в спектральных линиях ее вращение в зависимости от условий (в частности, от знака градиента функции источников) будет либо усиливаться, либо затухать.

*Введение.* Световое давление, обусловленное рассеянием резонансного излучения, является одним из основных факторов, определяющих кинематику газа в присутствии интенсивного поля излучения. Его важная роль в астрофизике отмечалась еще в ранних работах М. Джонсона [1], Б. П. Герасимовича [2] и С. Б. Пикельнера [3]. В последние годы указанный механизм неоднократно обсуждался (Л. Люси и П. Соломон [4], Р. Машотский и др. [5], К. Тартер и К. Мак-Ки [6], Р. Офер [7], Р. Вейман [8], Р. Киппенхан и др. [9, 10]) в связи с проблемой ускорения газа в атмосферах горячих сверхгигантов, а также в ядрах сейфертовских галактик и квазаров.

При вычислении светового давления, действующего на атом, необходимо учитывать: 1) непрозрачность газа в резонансных линиях, 2) наличие градиента скорости, обусловленного крупномасштабными дифференциаль-

ными движениями газа. Строгое определение силы светового давления, учитывающее оба эти фактора, было впервые сделано В. В. Соболевым [11] для одномерной среды, расширяющейся с постоянным градиентом скорости и плоско-параллельного слоя с градиентом скорости, направленным по нормали. При этом рассматривалась только диффузная составляющая интенсивности излучения. Впоследствии Дж. Кастор [12] обобщил этот результат на случай радиально-симметричных течений. Наряду с этим он подробно исследовал световое давление, вызванное рассеянием прямого излучения от звезды, и показал, что в важнейшем для приложений случае — сверхзвуковых движениях и доплеровском профиле коэффициента поглощения — последнее преобладает над давлением, обусловленным диффузным полем излучения.

В настоящей работе световое давление в резонансных линиях рассматривается применительно к оболочкам с аксиально-симметричным полем скоростей. Качественно новой особенностью, присущей движениям этого типа, является тангенциальная составляющая светового давления. В этих условиях излучение, проходящее через оболочку и взаимодействующее с газом при резонансном рассеянии на атомах, не только ускоряет его в радиальном направлении, но и приобретает при этом (и выносит из оболочки) некоторый угловой момент. В результате происходит изменение скорости вращения оболочки.

Мы рассматриваем здесь силу светового давления применительно к кинематикам с локальным радиационным взаимодействием, т. е. в условиях, когда степень возбуждения и световое давление определяются локальными характеристиками среды и поля скоростей. Соответствующий анализ применительно к условиям крупномасштабного радиационного взаимодействия будет дан в следующей работе.

1. *Постановка задачи и общие соображения.* Согласно [13] локальное радиационное взаимодействие в спектральных линиях в движущихся средах осуществляется при условии, что градиент скорости в сопутствующей системе координат, определяемый в оболочках с аксиально-симметричными движениями соотношениями (см., например, [14]):  $dv_{\rightarrow}/ds = \zeta^2 \psi(\theta, r)$ ,

где  $\vec{s} = \vec{r} - \vec{r}'$ ;  $s = |\vec{s}|$  (см. рис. 1),

$$\psi(\theta, r) = \xi_1(r) \cos^2 \theta + \frac{v}{r} + \xi_2(r) \sin \theta \cos \theta, \quad (1)$$

$$\xi_1(r) = \frac{dv}{dr} - \frac{v}{r}; \quad \xi_2(r) = \frac{du}{dr} - \frac{u}{r}; \quad (2)$$

$\zeta = \cos \varphi$ ,  $v(r)$  и  $u(r)$  — соответственно радиальная и тангенциальная скорости движения газа (выраженные в единицах тепловой или турбулентной

скорости), является положительной величиной в плоскости движения, т. е.  $\psi(\theta, r) > 0$  при всех значениях  $r$  и  $\theta$ . Это условие, как показано в [13], ограничивает класс движений кинематиками, в которых соотношение между компонентами скорости  $v$  и  $u$  и их производными таково, что  $4(v/r)(dv/dr) > \xi_2^2(r)$ .

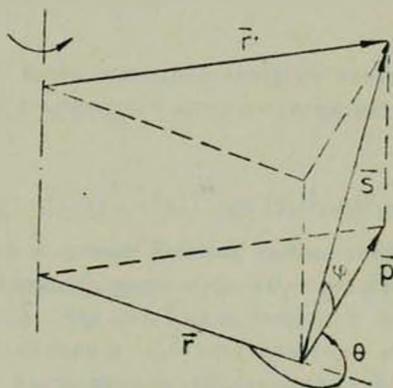


Рис. 1.

Наряду с этим потребуем, чтобы существовал первый момент профиля

коэффициента поглощения:  $\int_0^{\infty} x(x) x dx < +\infty$ , где  $x$  — безразмерное

расстояние от центра линии, выраженное в единицах доплеровской полуширины профиля коэффициента поглощения  $\Delta\nu_D$ . Последнее условие, необходимость выполнения которого следует из раздела 3, означает, что, рассматривая в общем случае фойгтовский профиль коэффициента поглощения, мы должны ограничиться ситуациями, при которых газ непрозрачен только в доплеровской части профиля коэффициента поглощения. Заметим, что этот случай является наиболее важным с точки зрения приложений.

При наличии сверхзвуковых движений смещение резонансной частоты атомов из-за эффекта Доплера в кинематиках с локальным радиационным взаимодействием становится сравнимым с полушириной профиля коэффициента поглощения уже в пределах малой окрестности точки. В этом случае эффективная оптическая толщина оболочки в точке  $r$  и в направлении  $s$  определяется длиной свободного пробега фотона  $l(r)$  и значением градиента скорости (в сопутствующей системе координат) в данной точке в том же направлении:

$$\begin{aligned} \tau(r, \theta, \varphi, x) &= l^{-1}(r) \int_0^{\infty} \alpha[x + s^2 \psi(\theta, r)] ds = \\ &= l^{-1}(r) \zeta^{-2} \psi^{-1}(\theta, r) \int_x^{\infty} \alpha(y) dy, \end{aligned} \quad (3)$$

причем, полная оптическая толщина оболочки, когда  $s$  меняется в пределах от  $-\infty$  до  $+\infty$  не зависит от частоты излучения в линии и определяется выражением

$$\tau(r, \theta, \varphi) = l^{-1}(r) \zeta^{-2} \psi^{-1}(\theta, r). \quad (4)$$

Из (3) и (4) следует весьма важный вывод: в оболочках с дифференциальным вращением ( $\xi_2(r) \neq 0$ ) оптическая толщина в спектральных линиях является нечетной функцией угла  $\theta$  (см. рис. 2). Дифференцируя (1) по  $\theta$  нетрудно получить значения угла  $\theta_m$ , в направлении которого производная скорости  $dv_s/ds$  максимальна, а оптическая толщина имеет соответственно минимальное значение:

$$\theta_m = \frac{1}{2} \arccos \sqrt{\frac{\xi_1^2(r)}{\xi_1^2(r) + \xi_2^2(r)}}. \quad (5)$$

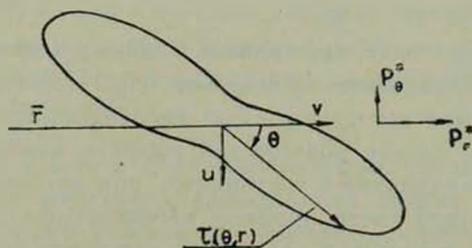


Рис. 2. Угловое распределение оптической толщины в спектральной линии в оболочке с полем скоростей:  $v(r) = (r/r_0)^{1/2}$ ,  $u(r) = \text{const} = 1$  при  $r = r_0$ .

Отсутствие симметрии оптических свойств оболочки по отношению к радиус-вектору  $r$  приводит к появлению новой (по сравнению со случаем радиально-симметричных движений) функции светового давления в спектральных линиях. Наряду с радиальной составляющей  $p_r$  оно имеет также тангенциальную компоненту  $p_\theta$ ; в результате излучение, проходя через газ, будет приводить не только к его ускорению в радиальном направлении, но и к изменению углового момента оболочки.

В соответствии с этим мы будем рассматривать две компоненты светового давления, действующего на единичный объем газа. В общем случае (в принятой здесь системе координат) они определяются соотношениями:

$$\left\{ \begin{aligned} p_r(r) &= \frac{\Delta \nu_D}{c} \frac{2}{l(r)} \int_0^{2\pi} \cos \theta d\theta \int_0^{\pi/2} \cos^2 \varphi d\varphi \int_{-\infty}^{+\infty} I(r, \theta, \varphi, x) z(x) dx, \\ p_\theta(r) &= \frac{\Delta \nu_D}{c} \frac{2}{l(r)} \int_0^{2\pi} \sin \theta d\theta \int_0^{\pi/2} \cos^2 \varphi d\varphi \int_{-\infty}^{+\infty} I(r, \theta, \varphi, x) z(x) dx. \end{aligned} \right. \quad (6)$$

Представляя интенсивность излучения в виде суммы интенсивностей прямого и диффузного излучений:  $I = I^* + I^d$ , рассмотрим отдельно соответствующие компоненты светового давления:  $p = p^* + p^d$ , действующие на газ в экваториальной плоскости течения.

2. Сила светового давления, обусловленная прямым излучением звезды. Предполагая, что интенсивность излучения в непрерывном спектре  $I_*$  в пределах линии не зависит от частоты и пренебрегая потемнением звезды от центра к краю диска, в этом случае имеем:

$$I(r, \theta, \varphi, x) = z(x) e^{-\tau(r, \theta, \varphi, x)} \times \begin{cases} I_* & \text{при } \theta \leq \theta_*, \varphi \leq \varphi_*, \\ 0 & \text{при } \theta > \theta_*, \varphi > \varphi_*, \end{cases} \quad (7)$$

где  $\tau(r, \theta, \varphi, x)$  — оптическая толщина оболочки в линии, определяемая формулой (7),  $\theta_* = \arccos [1 - (r_*/r)^2]^{1/2}$ ,  $\varphi_* = \arccos (\cos \theta_*/\cos \theta)$ .

Подставляя (7) в (6) и интегрируя по частоте, получим:

$$\left\{ \begin{aligned} p_r^*(r) &= I_* \frac{\Delta \nu_D}{c} \frac{2}{l(r)} \int_{-\theta_*}^{+\theta_*} \cos \theta d\theta \int_0^{\varphi_*} \beta(r, \theta, \varphi) \cos^2 \varphi d\varphi, \\ p_\theta^*(r) &= I_* \frac{\Delta \nu_D}{c} \frac{2}{l(r)} \int_{-\theta_*}^{+\theta_*} \sin \theta d\theta \int_0^{\varphi_*} \beta(r, \theta, \varphi) \cos^2 \varphi d\varphi. \end{aligned} \right. \quad (8)$$

Здесь  $\beta(r, \theta, \varphi)$  — вероятность выхода кванта без рассеяний по пути из точки  $r$  в направлении  $\theta, \varphi$ :

$$\beta(r, \theta, \varphi) = \tau^{-1}(r, \theta, \varphi) [1 - e^{-\tau(r, \theta, \varphi)}]. \quad (9)$$

Как уже отмечалось, оптическая толщина газа в резонансных линиях, как правило, много больше единицы. Согласно (9) в этом случае

$$\beta(r, \theta, \varphi) = \tau^{-1}(r, \theta, \varphi) = l(r) \zeta^{2\gamma}(\theta, r). \quad (10)$$

Отсюда и из соотношений (8) видно, что в оптически толстых в линиях оболочках сила светового давления, действующего на газ, не зависит от концентрации атомов в основном состоянии и определяется только интенсивностью излучения звезды и кинематикой газа в оболочке.

Подставляя (10) в (8), после интегрирования получаем:

$$\left\{ \begin{array}{ll} p_r^*(r) = I_* \frac{\pi}{4} \frac{\Delta \nu_D}{c} \frac{v}{r} \times \begin{cases} 1 + 2\gamma_v & \text{при } r \sim r_*, \\ 4\gamma_v \left(\frac{r}{r_*}\right)^{-2} & \text{при } r \gg r_*, \end{cases} \\ p_\theta^*(r) = I_* \frac{\pi}{4} \frac{\Delta \nu_D}{c} \frac{u}{r} (\gamma_u - 1) \times \begin{cases} 1 & \text{при } r \sim r_*, \\ \left(\frac{r}{r_*}\right)^{-4} & \text{при } r \gg r_*, \end{cases} \end{array} \right. \quad (11)$$

где  $\gamma_v = d \ln [v(r)/d \ln r]$ ,  $\gamma_u = d \ln [u(r)/d \ln r]$ .

Из выражений (11) следует, что 1) радиальная и тангенциальная компоненты давления определяются соответствующими компонентами скорости и их производными; 2) в окрестности звезды ( $r \sim r_*$ ), при  $u \sim v$  обе компоненты давления сравнимы по величине; 3) при  $r \gg r_*$  составляющая  $p_\theta^*$  убывает значительно быстрее, чем радиальная составляющая давления  $p_r^*$ .

Как видно из выражения (11), направление тангенциальной компоненты давления зависит от знака функции  $\xi_2(r) \sim \gamma_u - 1$ . Если  $\gamma_u < 1$ , то тогда составляющая  $p_\theta^* < 0$ , т. е. действует в направлении, противоположном направлению вращения системы. В противоположном случае, когда  $\gamma_u > 1$ , картина будет обратной.

Учитывая, что значение  $\gamma_u = 1$  соответствует твердотельному вращению, и рост тангенциальной составляющей скорости  $u(r)$  с расстоянием в реальных астрофизических ситуациях не может происходить быстрее, чем при твердотельном вращении, мы приходим к заключению, что  $\gamma_u < 1$ . Это означает, что в кинематиках с локальным радиационным взаимодействием прямое излучение от звезды при поглощении в частотах спектральных линий создает тангенциальную компоненту давления, тормозящую вращение системы. Теряемый при этом угловой момент передается излучению и выносится за пределы оболочки.

3. Световое давление, обусловленное диффузным излучением. В условиях локального радиационного взаимодействия интенсивность диффузного излучения определяется выражением:

$$i^d(r, \theta, \varphi, x) = \int_0^{\infty} S(r') \alpha [x + s'^2 \psi(\theta, r)] \times \\ \times \exp \left\{ - \int_0^x \alpha [x + s'^2 \psi(\theta, r)] \frac{ds'}{l(r)} \right\} \frac{ds}{l(r)}, \quad (12)$$

где  $r' = r - s\psi$ .

Подставляя (12) в (6), получаем

$$p_r^d(r) = \frac{\Delta \nu_D}{c} \frac{2}{l(r)} \int_0^{2\pi} \cos^2 \theta d\theta \int_0^{\pi/2} \cos^2 \varphi d\varphi \int_0^{\infty} K(r, s) S(r') \frac{ds}{l(r)}. \quad (13)$$

Здесь  $K(r, s)$  — ядерная функция, определяющая в условиях локального радиационного взаимодействия вероятность переноса возбуждения из точки  $r'$  в точку  $r$ . Соответствующее выражение для  $p_r^d$  отличается от (13) заменой  $\cos \theta$  на  $\sin \theta$ .

Согласно [14]

$$K(r, s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) \alpha [x + s^2 \psi(\theta, r)] \times \\ \times \exp \left\{ - \int_0^x \alpha [x + s^2 \psi(\theta, r)] \frac{ds'}{l(r)} \right\} dx. \quad (14)$$

Поскольку в случае сверхзвуковых движений фотовозбуждения в произвольной точке  $r$  определяются малой окрестностью точки ( $s \ll |r|$ ), характерный размер которой порядка диффузионной длины [14], функцию источников в (13) можно представить в виде ряда Тейлора. Ограничиваясь в этом разложении членом первого порядка, из (13) получаем:

$$p_r^d(r) = - \frac{\Delta \nu_D}{c} \frac{dS}{dr} \frac{2}{l(r)} \int_0^{2\pi} \cos^2 \theta d\theta \int_0^{\pi/2} \cos^2 \varphi d\varphi \int_0^{\infty} K(r, s) s \frac{ds}{l(r)}. \quad (15)$$

Прежде чем перейти к дальнейшим преобразованиям полученного выражения, подчеркнем следующее важное обстоятельство: как видно из (15), последний интеграл в этом выражении представляет собой первый момент ядерной функции  $K(r, s)$ . Из (14) следует, что для существования конеч-

ного первого момента ядра необходимо, чтобы существовал конечный первый момент коэффициента поглощения. Изложенное выше поясняет, почему при определении силы светового давления мы ограничились случаем доплеровского профиля коэффициента поглощения — в этом случае (при условии, что  $\psi(\theta, r) > 0$ ) существует как первый момент ядра, так и все последующие. В случае же лоренцовского профиля все моменты, начиная с первого, расходятся и в этих условиях определение светового давления методами локального радиационного взаимодействия перестает быть корректной процедурой.

Согласно [11] при  $\tau(r, \theta, \varphi) \gg 1$

$$\int_0^{\infty} K(r, s) s \frac{ds}{l(r)} = 2x_1(r, \theta, \varphi) l(r), \quad (16)$$

где  $x_1$  определяется из соотношения

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{x_1}^{\infty} e^{-x^2} dx = \tau^{-1}(r, \theta, \varphi) \quad (17)$$

и представляет собой медленно меняющуюся функцию:

$$x_1(r, \theta, \varphi) = |\ln[\tau(r, \theta, \varphi)/\sqrt{\pi}]|^{1/2}. \quad (18)$$

Поэтому при подстановке (16) в (15) ее можно вынести за знак интеграла, заменив в (18) переменные  $r$  и  $\tau$  соответствующими средними значениями:  $\bar{r} = \bar{\tau} = 1/\sqrt{2}$ . В результате получим при  $\tau(r, \theta, \varphi) \gg 1$

$$p_r^d(r) = -\frac{8}{3} \frac{\Delta v_D}{c} \frac{dS}{dr} x_1. \quad (19)$$

Поступая аналогичным образом в случае тангенциальной составляющей имеем

$$p_\theta^d(r) = -\frac{8}{3} \frac{\Delta v_D}{c} \frac{dS}{dr} f(r), \quad (20)$$

где

$$f(r) = \bar{x}_1(r, \bar{\mu}, \bar{\zeta}) - x_1(r, -\bar{\mu}, \bar{\zeta}). \quad (21)$$

В оболочках с преобладающими радиальными движениями ( $u/v \ll 1$ ) последнее выражение можно преобразовать к виду:

$$f(r) = \pi \frac{1 + \gamma_v - \gamma_v^{1/2}}{1 - \gamma_v} \frac{1 - \gamma_u}{1 - \gamma_v} \frac{u(r)}{v(r)} \left\{ \ln \left| \frac{l(r)}{4} \frac{v}{r} (1 + \gamma_v) \right|^{-1} \right\}^{-1/2}, \quad (22)$$

откуда следует, что в этом случае  $f \sim u/v$ .

Из (21) и (22) видно, что при  $\gamma_n < 1$  величина  $f(r) > 0$ . Поэтому согласно (20) при  $dS/dr < 0$  световое давление, обусловленное диффузным излучением, действует в направлении вращения системы, при  $dS/dr > 0$  — против вращения. Согласно (19) в первом из этих случаев радиальная компонента давления направлена от центра, во втором — к центру системы. Таким образом, хотя при  $dS/dr < 0$  поток излучения, как и в предыдущем разделе, направлен наружу, производимое им тангенциальное оказывается противоположным по знаку давлению прямого излучения. Указанная особенность является одним из наиболее тонких и неочевидных свойств светового давления в среде с аксиально-симметричными движениями.

Согласно (18)—(21) соотношение между компонентами светового давления зависит от соотношения между соответствующими компонентами скорости:  $p_r^d/p_\theta^d \sim u/v$ .

4. Соотношение между световым давлением, обусловленным прямым и диффузным излучением. Поскольку, как было показано выше, от соотношения между давлением прямого и диффузного излучения зависит не только величина, но и знак результирующего давления, представляет интерес сравнить их между собой. Сделаем это на примере конкретной задачи, рассмотрим случай, когда диффузное излучение образуется при резонансном рассеянии излучения звезды веществом оболочки и вклад других источников возбуждения пренебрежимо мал. Ограничимся при этом случаем чистого рассеяния ( $\lambda = 1$ ),  $\tau \gg 1$  и  $r \gg r_*$ .

В условиях локального радиационного взаимодействия функция источников определяется по методу Соболева уравнением

$$\beta(r) S(r) = g(r), \quad (23)$$

где  $\beta(r)$  — усредненная по всем направлениям вероятность выхода кванта из точки  $r$  за пределы оболочки. Свободный член в уравнении (23) пропорционален числу фотовозбуждений в  $1 \text{ см}^3$  в точке  $r$  и в условиях задачи равен

$$g(r) = \frac{1}{\pi} I_* \int_0^{\theta_*} d\theta \int_0^{2\pi} \beta(r, \theta, \varphi) \cos \varphi d\varphi. \quad (24)$$

Подставляя (24) в (23) и используя выражение для  $\beta(r)$ , полученное в [14], находим, что при  $r \gg r_*$

$$S(r) = \frac{3}{4} I_v^* \frac{\gamma_v}{1 + \gamma_v} \left( \frac{r}{r_*} \right)^{-2}. \quad (25)$$

Если в этом выражении пренебречь изменением  $\gamma_v$  (что во многих случаях оправдано), то после дифференцирования по  $r$  и подстановки в (19) получим

$$p_r^d(r) = I_v^* \frac{\Delta v_D}{c} \frac{\bar{x}_1 \gamma_v}{1 + \gamma_v} \frac{4}{r} \left( \frac{r}{r_*} \right)^{-2}. \quad (26)$$

Из (11) и (26) следует, что отношение составляющих радиального давления, обусловленного диффузным и прямым излучениями, равно

$$p_r^d(r)/p_r^*(r) = \frac{4}{\pi} \frac{\bar{x}_1}{1 + \gamma_v} v^{-1}(r) \sim v^{-1}(r). \quad (27)$$

Таким образом, согласно (27) искомое отношение обратно пропорционально скорости радиального движения, и поскольку рассматриваются существенно сверхзвуковые движения ( $v \gg 1$ ), то отношение  $p_r^d/p_r^* \ll 1$ .

Приведенные выше оценки показывают, что, хотя в отдельных случаях составляющие давления  $p_r^d$  и  $p_r^*$  могут быть сравнимы по величине, в большинстве астрофизических ситуаций давление, обусловленное диффузным излучением, не играет, по-видимому, значительной роли в ускорении газа в радиальном направлении. Этот вывод может измениться только в том случае, если в оболочке имеются собственные источники возбуждения и если при том же самом значении градиента функции источников ее абсолютное значение существенно больше, чем в рассмотренной выше ситуации.

Иначе обстоит дело в случае тангенциальной составляющей давления. Повторяя предыдущие рассуждения, можно показать, что

$$\begin{aligned} |p_\theta^d(r)/p_\theta^*(r)| &= \frac{16}{\pi} \frac{\gamma_v}{1 + \gamma_v} u^{-1}(r) |\gamma_u - 1|^{-1} f(r) \left( \frac{r}{r_*} \right)^2 = \\ &= A v^{-1}(r) \left( \frac{r}{r_*} \right)^2, \end{aligned} \quad (28)$$

где  $A$  — множитель порядка единицы. Отметим, что при переходе к последнему выражению в правой части (28) принято во внимание, что  $f(r) \sim 1$  при  $u \sim v$  и  $f \sim uv$  при  $u \ll v$ . Поскольку рассматриваются сверхзвуковые движения, то, как следует из (28), существует критическое значение  $r_0$ :

$$r_0 = A^{-1/2} r_* v^{1/2}(r_0), \quad (29)$$

которое делит оболочку на две зоны. При  $r < r_0$  преобладает давление, производимое прямым излучением, которое, как мы выяснили в разделе 2, тормозит вращение оболочки. Наоборот, при  $r > r_0$  преобладает давление диффузного излучения и так как в данном случае  $dS/dr < 0$ , то в этой области направление тангенциального давления совпадает с направлением вращения оболочки.

5. *Эффективность светового давления.* Оценим, при каких условиях световое давление способно привести к заметному изменению скорости движения газа. Рассмотрим для определенности влияние тангенциальной компоненты давления  $p_0^d$  на угловую скорость системы, радиус зоны непрозрачности которой в спектральной линии равен  $R$ . Как известно, приращение количества движения  $\rho \delta u$  элементарного объема с плотностью вещества  $\rho$  равно произведению силы на характерное время ускорения. В данном случае характерное время ускорения порядка  $R/v$ . С учетом этого

$$\rho \delta u \simeq |p_0^d| \cdot \frac{R}{v} = \frac{8}{3} \cdot \frac{\Delta \nu_D}{c} \left| \frac{dS}{dr} \right| f(r) \frac{R}{v}. \quad (30)$$

Заменяя здесь приближенно  $dS/dr \sim S/R$ ,  $f \sim uv$  и полагая  $\delta u \simeq u$ , имеем

$$\frac{\Delta \nu_D}{c} S \simeq \frac{1}{2} \rho v^2. \quad (31)$$

В левой части этого равенства стоит плотность энергии излучения в линии  $\rho_{\text{изл}}$ , в правой — плотность кинетической энергии газа  $\rho_k$ . С учетом этого (31) можно переписать в виде:  $\rho_{\text{изл}} \simeq \rho_k$ .

Аналогичное условие может быть получено и при рассмотрении радиальной компоненты давления.

Таким образом, изменение скорости движения газа под действием светового давления эффективно в тех системах, в которых плотность излучения в спектральных линиях сравнима или превышает плотность кинетической энергии вещества. Это вполне понятное и естественное условие. Отметим лишь одну важную деталь. В правой части (31) стоит на самом деле не полная плотность излучения в линии, которая, очевидно, равна  $(\Delta \nu/c) S$ , где  $\Delta \nu$  — полная ширина линии, обусловленная дифференциальным движением газа, а лишь ее «полезная» часть, способная эффективно взаимодействовать с веществом. Отношение между ними равно отношению ширины линии  $\Delta \nu$  к ширине профиля коэффициента поглощения и в условиях сверхзвуковых движений порядка  $v \gg 1$ .

Итак, если  $\rho_{\text{изл}} \simeq \rho_k$  то под действием светового давления будет происходить эффективное изменение углового момента системы, причем, мож-

но показать, что характерное время этого процесса порядка  $(\rho_k/\rho_{\text{взл.}})t_p$ , где  $t_p$  — характерное время расширения системы. Если градиент функции источников положителен, то угловой момент будет уменьшаться. Если  $dS/dr < 0$  (что более естественно в астрофизических условиях), то первичное вращение будет усиливаться, приближаясь к твердотельному вращению вплоть до расстояний, на которых оптическая толщина системы в спектральных линиях становится меньше единицы.

6. *Закон сохранения углового момента замкнутой системы.* С учетом сказанного выше, основной результат работы можно сформулировать следующим образом: газовая система, обладающая «затравочным» вращением, способна под действием внутренних источников энергии (в данном случае за счет первичных источников возбуждения в спектральных линиях) изменять свой угловой момент. С другой стороны, как известно, угловой момент замкнутой системы должен сохраняться. В данном случае такой системой являются вещество оболочки и излучение в спектральных линиях, и из условия сохранения суммарного углового момента следует, что соответствующее приращение углового момента, но с обратным знаком, передается излучению и выносится им за пределы оболочки. Фактически это означает, что неподвижный атом, находящийся за пределами вращающейся газовой системы, будет испытывать тангенциальное давление со стороны ее излучения, причем направление этого давления будет всегда противоположно направлению тангенциального светового давления внутри вращающейся системы.

Так, если световое давление обусловлено поглощением излучения центрального источника и, следовательно, тормозит вращение оболочки, то неподвижный газ, находящийся в ее окрестности, начнет вращаться в направлении, *совпадающем* с вращением оболочки.

Если, напротив, основной вклад в световое давление дает диффузное излучение и при этом  $dS/dr < 0$ , то тангенциальное давление излучения системы на неподвижный газ будет вращать его в направлении, *противоположном* вращению системы.

Заметим, что, если вместо атома, взаимодействующего с излучением системы резонансным образом, в окрестности вращающейся системы поместить частицу, поглощающую или рассеивающую излучение в частотах линии неселективно, то тангенциальная составляющая давления, действующего на нее со стороны излучения системы, будет равна нулю. Иными словами, асимметрия условий, приводящая к появлению тангенциального давления в окрестности системы, возникает только в том случае, если из падающего излучения в этом месте поглощается излучение, заключенное в узком интервале частот, ширина которого меньше ширины спектральной линии, обусловленной внутренними движениями системы.

7. *Заключение.* Основной результат работы заключается, таким образом, в констатации следующего факта: излучение в оптически толстых спектральных линиях, образующихся в газовых системах с аксиально-симметричными сверхзвуковыми движениями, способно эффективно воздействовать на вращение системы. Благодаря перераспределению углового момента между излучением и веществом может происходить изменение углового момента системы за счет внутренних источников возбуждения в спектральных линиях, т. е. элементарных процессов типа электронных ударов, рекомбинаций и т. д. В зависимости от конкретных условий «затравочное» вращение газа может усиливаться или затухать. Например, если основной вклад в световое давление дает диффузное излучение, то при  $dS/dr > 0$  скорость вращения газа уменьшается, наоборот, при  $dS/dr < 0$  «затравочное» вращение усиливается, приближаясь к твердотельному.

Если воспользоваться понятиями газодинамики, то действие тангенциальной составляющей светового давления можно рассматривать как проявление радиационной вязкости, обусловленной взаимодействием излучения в спектральных линиях с атомами среды. Это понятие, как известно, было введено впервые Джинсом [15], рассмотревшим проблему переноса углового момента равновесным излучением в звездах с дифференциальным вращением. Принципиальное отличие между этими двумя видами радиационной вязкости состоит в том, что вязкость, обусловленная давлением излучения в непрерывном спектре, всегда положительна, в то время как вязкость, обусловленная давлением излучения в спектральных линиях, может быть как *положительной*, так и *отрицательной*. Положительной она будет в том случае, если световое давление обусловлено диффузным излучением, т. е. связано с образованием эмиссионной линии. Отрицательной она становится тогда, когда преобладает световое давление, производимое прямым излучением от центрального источника, т. е. при образовании линии поглощения.

Согласно разделу 4, характерный размер зоны эффективного обмена угловым моментом между излучением и веществом (совпадающий по порядку величины с размером зоны твердотельного вращения) равен минимальному из двух характерных размеров: радиусу зоны непрозрачности в спектральных линиях, или характерному расстоянию, на котором плотность излучения в спектральных линиях в расчете на интервал частот, равный полуширине профиля коэффициента поглощения, меньше плотности кинетической энергии газа, обусловленной крупномасштабными движениями.

Как известно, наличие оптически толстых спектральных линий, а также высокая плотность излучения в сочетании с низкой плотностью вещества характерны для ядерных областей галактик и квазаров. Имеются также указания на присутствие в ядрах активных галактик наряду с радиальными движениями вращения (см., например, К. Андерсон [16]). В случае

квazarов вращение хотя и не наблюдается непосредственно (из-за малых угловых размеров), тем не менее вытекает из моделей, предлагаемых для объяснения феномена их существования (см. обзор В. Л. Гинзбурга и Л. М. Озерного [17]). С учетом сказанного существование «затравочного» вращения газа в этих объектах выглядит вполне естественно. Перечисленные выше факты дают основания предполагать, что заметную роль в создании углового момента ядерных областей галактик играет тангенциальное световое давление в резонансных линиях.

Подробное обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящей статьи и будет дано в одной из следующих работ.

Выражаю искреннюю благодарность А. Б. Северному за ценную дискуссию.

Крымская астрофизическая  
обсерватория

## THE RADIATIVE PRESSURE IN THE SPECTRAL LINES IN ENVELOPES WITH AXIAL-SYMMETRICAL MOTIONS. I. THE KINEMATICS WITH THE LOCAL RADIATIVE COUPLING

V. P. GRININ

The radiative pressure produced by radiation in the spectral lines in the gas system with supersonic axial-symmetrical motions and local radiative coupling are considered. It is shown that the differential rotation leads to asymmetry of the angular distribution of the optical thickness of the system in the spectral lines and as a result to the appearance of the tangential component of the radiative pressure. At the interaction of radiation with the gas the latter receives some angular momentum. The corresponding increase of the angular momentum with opposite sign is transferred to the radiation and is carried out of the system. Thus by the transition of the part of the inner energy of the system to the radiation in the spectral lines its rotation depending on the conditions (specifically for the signum of the gradient of the source function) will be intensified or fade.

### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Jonson, M. N., 85, 25, 1925.
2. B. P. Gerastimovic, M. N., 94, 737, 1934.
3. С. Б. Пикельнер, Астрон. ж., 24, 3, 1947.
4. L. B. Lucy, P. M. Solomon, Ap. J., 159, 879, 1970.
5. R. E. Mushotzky, P. M. Solomon, P. A. Strittmatter, Ap. J., 147, 7, 1972.

6. *C. B. Tarter, C. F. Me Kee*, *Ap. J.*, 186, L 63, 1973.
7. *R. Opher*, *Ap. J.*, 187, 5, 1974.
8. *R. Weyman*, *Comm. Astrophys. Space Phys.*, 5, 139, 1973.
9. *R. Kippenhahn, J. J. Perry, H.-J. Röser*, *Astron. Astrophys.*, 34, 211, 1974.
10. *R. Kippenhahn, L. Mestel, I. J. Perry*, *Astron. Astrophys.*, 44, 123, 1975.
11. *В. В. Соболев*, *Астрон. ж.*, 84, 694, 1957.
12. *J. I. Castor*, *M. N.*, 169, 279, 1974.
13. *В. П. Гринин*, *Астрофизика*, 14, 201, 1978.
14. *В. П. Гринин*, *Изв. Крымской обл.*, 54, 176, 1976.
15. *J. H. Jeans*, *Astronomy and Cosmogony*, Cambridge University Press, 1929.
16. *K. A. Anderson*, *Ap. J.*, 182, 369, 1973.
17. *V. L. Ginzburg, L. M. Ozernoj*, *Astrophys. Space Sci.*, 48, 402, 1977.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 523.035

## К РАСЧЕТУ ВСПОМОГАТЕЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА В ОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

В. П. ГОРЕЛОВ, В. И. ИЛЫН

Поступила 5 июля 1977

Пересмотрена 20 июня 1978

Предложены приближенные аналитические выражения для вспомогательных функций  $\Phi(\tau, \tau_0)$  [1],  $S(\tau)$  и  $Q(\tau)$  [2] для однородного слоя толщиной  $\tau_0$  при изотропном рассеянии. Сравнение с результатами численного определения указанных функций показало удовлетворительную точность этих выражений.

1. *Введение.* Расчет поля излучения в однородных плоско-параллельных и сферически-симметричных средах при изотропном рассеянии сводится к решению интегральных уравнений вида

$$B(\tau) = b(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_0^b E_n(|\tau - \tau'|) B(\tau') d\tau', \quad (1)$$

где  $0 < \lambda \leq 1$  — альbedo однократного рассеяния,  $E_n(\tau)$  — интегральная показательная функция  $n$ -го порядка,  $b(\tau)$  — заданная функция. Целый ряд решений уравнений вида (1) при различных  $b(\tau)$ ,  $a$  и  $b$  занимает важное место в теории переноса, так как использование этих решений, играющих роль вспомогательных функций, которые можно затабулировать заранее, позволяет путем простого интегрирования определять поля излучения или их интегральные характеристики в различных, представляющих практический интерес случаях. К указанным вспомогательным функциям относится, например, резольвентная функция  $\Phi(\tau, \tau_0)$ , введенная в [1] при рассмотрении однородного слоя с оптической толщиной  $\tau_0$ , которая может быть использована и при определении поля излучения в однородном шаре радиусом  $\tau_0/2$  [2, 3]. Численные программы расчета этой функции описаны — 2

ваются, например, в [3—5]. К важным вспомогательным функциям относятся и функции  $Q(\tau, \tau_0)$  и  $S(\tau)$ , определяющие соответственно среднее число рассеяний фотона, возникшего на оптической глубине  $\tau$  в слое толщиной  $\tau_0$  или на оптическом расстоянии  $\tau$  от центра шара радиусом  $\tau_0$  [2]. Программы вычислений  $Q(\tau, \tau_0)$  и  $S(\tau)$  описаны в [6, 7].

В предлагаемой работе обсуждается один из возможных способов получения решений уравнения вида (1) для ряда вспомогательных функций в приближенной аналитической форме. Это позволяет проводить соответствующие расчеты без обращения к перечисленным выше программам вычисления таких функций на ЭВМ. Решение уравнения (1) предлагается записывать в виде суперпозиции неоднородного члена  $b(\tau)$  и решений однородного уравнения для бесконечной среды, то есть при  $b(\tau) \equiv 0$ ,  $a = -\infty$  и  $b = +\infty$ , среди которых оставлены только удовлетворяющие требованиям, накладываемым на  $B(\tau)$ .

2. *Определение  $S(\tau)$ .* Рассмотрим прежде всего задачу определения  $S(\tau)$ . С помощью этой функции может быть рассчитана светимость однородного шара с расположенными в нем произвольно распределенными первичными источниками энергии [2]. Для нечетной функции  $S^*(\tau) = \tau S(\tau)$  в (1) необходимо положить  $b(\tau) = \tau$ ,  $a = -\tau_0$ ,  $b = +\tau_0$ , где  $\tau_0$  — оптический радиус шара,  $B(\tau) = S^*(\tau)$ . Введем новую функцию  $J^*(\tau)$ , связанную с  $S^*(\tau)$  соотношением

$$S^*(\tau) = \frac{\lambda}{2} J^*(\tau) + \tau. \quad (2)$$

Для нее в (1) имеем  $B(\tau) = J^*(\tau)$ ,  $a = -\tau_0$ ,  $b = +\tau_0$ ,

$$b(\tau) = 2\tau + 2f(\tau),$$

где

$$f(\tau) = \frac{\tau_0 [E_2(\tau_0 + \tau) - E_2(\tau_0 - \tau)] + E_3(\tau_0 + \tau) - E_3(\tau_0 - \tau)}{2}.$$

Запись (2) означает, что при определении  $S^*(\tau)$  мы использовали в явном виде одну подстановку метода последовательных приближений. Запишем выражение для  $J^*(\tau)$  в виде

$$J^*(\tau) = \frac{2}{\lambda} A \operatorname{sh}(k\tau) + \frac{2}{\lambda} Bf(\tau) + 2C\tau. \quad (3)$$

Первый член в правой части есть нечетное решение однородного уравнения для бесконечной среды, и четное решение отброшено, так как нечетная функция  $J^*(\tau)$ . Значения  $k < 1$  являются корнями уравнения

$$\lambda \operatorname{arcth}(k) = k$$

и представлены для некоторых значений  $\lambda$  в [8].

При подстановке (3) в уравнение (1) для  $J^*(\tau)$  потребуем совпадения коэффициентов при  $\tau$  в левой и правой частях, совпадения левой и правой частей при  $|\tau| = \tau_0$ , то есть в точках, где  $|f(\tau)|$  принимает наибольшее значение, а также совпадения интегралов по  $\tau \in [0, \tau_0]$  от тех же выражений. Для  $C$  получим

$$C = \frac{1}{1 - \lambda}. \quad (4)$$

Неизвестные  $A$  и  $B$  должны быть определены из системы линейных алгебраических уравнений

$$W(\tau_0) \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \vec{F}(\tau_0). \quad (5)$$

Мы приводим лишь выражения для матричных элементов и правых частей этой системы, записанных в предположении  $\tau_0 \gg 1$ , заметив, что аналитические, хотя и более громоздкие, выражения могут быть получены и без использования такого предположения:

$$F_1(\tau_0) = -\frac{\lambda}{1 - \lambda} \frac{2\tau_0 + 1}{4}, \quad F_2(\tau_0) = -\frac{\lambda}{1 - \lambda} \frac{3\tau_0 + 2}{12},$$

$$W_{11}(\tau_0) = 0.25 k^{-1} [\lambda |\ln(1 - k^2)| \operatorname{ch}(k\tau_0) + 2k \operatorname{sh}(k\tau_0)],$$

$$W_{21}(\tau_0) = 0.25 k^{-2} [2k(1 - \lambda) \operatorname{ch}(k\tau_0) + i |\ln(1 - k^2)| \operatorname{sh}(k\tau_0)],$$

$$W_{12}(\tau_0) = -0.25 \left[ \tau_0 \left( 2 - \frac{\lambda}{2} \right) + 1 - 0.2954 \lambda \right],$$

$$W_{22}(\tau_0) = -\frac{1}{12} [\tau_0 (3 - 2.3862 i) + 2 - 1.6250 \lambda].$$

Чтобы судить о точности приближения (3), в котором  $A$ ,  $B$  и  $C$  определяются с помощью (4) и (5), мы рассмотрели задачу определения  $q^{-1} = E/L$ , где  $E$  — полная энергия, вырабатываемая равномерно распределенными источниками в шаре,  $L$  — светимость шара. Для  $q$  в [2] получено

$$q = 1 - (1 - \lambda) N(\tau_0), \quad (6)$$

где  $N(\tau_0)$  — среднее число рассеяний возникающих в шаре фотонов. Воспользовавшись выражением для  $N(\tau_0)$  из [2] и использовав в нем (2) и (3), получим для равномерно распределенных источников:

$$N'(\tau_0) = \frac{1}{1-\lambda} + 3A \frac{k\tau_0 \operatorname{ch}(k\tau_0) - \operatorname{sh}(k\tau_0)}{k\tau_0^2} - 3B \frac{W'(\tau_0)}{k\tau_0^2}, \quad (7)$$

где

$$W(\tau_0) = \frac{\tau_0^2 [0.5 + E_3(2\tau_0)] + 2\tau_0 E_4(2\tau_0) + E_5(2\tau_0) - 0.25}{2}.$$

Мы провели расчеты по формулам (6) и (7) для  $\lambda = 0.9, 0.7, 0.5$  и  $\tau_0 = 1.0, 1.5, 3.0, 10.0$ , сравнив результаты с точными значениями  $q$  из [9]. Относительные отклонения наших значений от указанных точных не превышают нескольких десятых долей процента, уменьшаясь при увеличении  $\tau_0$  и уменьшении  $\lambda$ . Наибольшее значение этого отклонения в наших расчетах имело место при  $\lambda = 0.9$  и  $\tau_0 = 1.0$  и составляло 0.9%, а при  $\tau_0 = 10.0$  наши значения для указанных  $\lambda$  совпали с точными из [9] в пределах трех значащих цифр.

Понятно, что проведенное сравнение позволяет оценить лишь интегральную точность приближения (3). Насколько верно передает это приближение пространственную зависимость точного решения уравнения (1) для  $J^*(\tau)$  можно оценить, например, в задаче определения  $q$  для точечного изотропного источника, расположенного в однородном шаре. Используя соответствующую формулу для  $q$  из [2], а в ней соотношение (2), получим:

$$q = 1 - \frac{1-\lambda}{2\tau_U} J^*(\tau_U), \quad (8)$$

где  $\tau_U$  — модуль радиус-вектора точки расположения источника.

Мы провели расчеты по формуле (8), где использовали (3), для  $\lambda = 0.9, \tau_0 = 1.5$  и  $\tau_U/\tau_0 = 0.0; 0.6667; 1.0$ . Полученные значения равны соответственно 0.799; 0.845; 0.932, в то время как расчеты методом Монте-Карло, проведенные со статистической ошибкой  $\leq 0.3\%$ , дали 0.800; 0.837; 0.933. Хорошее согласие результатов обоих расчетов позволяет сделать предварительный вывод о том, что приближение (3) передает с удовлетворительной точностью пространственную зависимость  $J^*(\tau)$ , а значит и  $S(\tau)$ .

Для  $\lambda = 1$  вместо (3) необходимо записать

$$J^*(\tau) = 2A\tau + 2Bf(\tau), \quad (9)$$

где  $A$  и  $B$  должны быть определены из системы уравнений (5), в которой

$$F_1(\tau_0) = \frac{2\tau_0 - 1}{4}, \quad F_2(\tau_0) = 0.5 \tau_0^2 - \frac{3\tau_0 + 2}{12},$$

$$W_{11}(\tau_0) = \frac{2\tau_0 - 1}{4}, \quad W_{12}(\tau_0) = -\frac{1.5\tau_0 + 0.7046}{4},$$

$$W_{21}(\tau_0) = \frac{3\tau_0 + 2}{12}, \quad W_{22}(\tau_0) = -\frac{0.6138\tau_0 + 0.3750}{12}.$$

Выше уже отмечалось, что точность приближения (3) падает по мере уменьшения  $\tau_0$ , и при  $\lambda \leq 0.9$  целесообразно использовать (3) при  $\tau_0 \geq 1$ . По поводу точности приближения (9) можно сказать, что она становится неудовлетворительной уже при  $\tau_0 \sim 2$  и падает при дальнейшем уменьшении  $\tau_0$ . Таким образом, выражение (9) целесообразно использовать при  $\tau_0 \gg 2$ , когда численное решение уравнения (1) для  $J^*(\tau)$  при  $\lambda = 1$  встречается со значительными трудностями, так как соответствующий ряд Неймана сходится очень медленно. Подобная ситуация при расчете резольвентной функции  $\Phi(\tau, \tau_0)$  для  $\lambda = 1$  отмечена в [5].

В связи с указанным недостатком формул (3) и (9) остановимся на одном из возможных способов получения приближенных выражений для  $\Phi(\tau, \tau_0)$  и, как следствие, для ряда вспомогательных функций как в слое, так и в шаре, точность которых, в отличие от точности формул (3) и (9), при уменьшении толщины слоя или радиуса шара  $\tau_0$  увеличивается.

3. *Определение  $\Phi(\tau, \tau_0)$ .* Важное значение резольвентной функции  $\Phi(\tau, \tau_0)$  заключается в том, что с ее помощью может быть определена резольвента уравнения (1) для однородных пластины и шара, а значит могут быть рассчитаны решения этого уравнения при различных  $b(\tau)$ . В частности, с помощью  $\Phi(\tau, \tau_0)$  может быть определена [2] функция  $S(\tau)$ , приближенный способ расчета которой обсуждался в предыдущем разделе. Ради краткости ограничимся случаем  $\lambda = 1$ . В уравнении (1) для  $\Phi(\tau, \tau_0)$  необходимо положить  $B(\tau) = \Phi(\tau, \tau_0)$ ,  $b(\tau) = (\lambda/2)E_1(\tau)$ ,  $a = 0$ ,  $b = \tau_0$ . Запишем приближенное решение этого уравнения при  $\lambda = 1$  в виде

$$\Phi(\tau, \tau_0) = A + B\tau + \frac{1}{2}E_1(\tau). \tag{10}$$

Так как  $\Phi(\tau, \tau_0)$  нерегулярна в точке  $\tau = 0$ , неизвестные  $A$  и  $B$  будем определять из требования совпадения левой и правой частей уравнения (1) для  $\Phi(\tau, \tau_0)$  при  $\lambda = 1$  в точке  $\tau = \tau_0$ , а также совпадения интегралов от тех же выражений по  $\tau \in [0, \tau_0]$  после подстановки в (1) решения (10). В результате придем к системе уравнений вида (5), в которой

$$F_1(\tau_0) = \frac{1}{4}G_{11}(\tau_0), \quad F_2(\tau_0) = \frac{2[1 - E_2(\tau_0)] - [G_{12}(\tau_0) + G_{12}(\tau_0)]}{4},$$

$$W_{11}(\tau_0) = \frac{1 + E_2(\tau_0)}{2}, \quad W_{12}(\tau_0) = \frac{\tau_0 + 1/2 - E_3(\tau_0)}{2},$$

$$W_{21}(\tau_0) = \frac{1 - 2E_2(\tau_0)}{2}, \quad W_{22}(\tau_0) = \frac{\tau_0}{2} W_{11}(\tau_0).$$

Здесь мы использовали обозначения

$$G_{mn}(\tau_0) = \int_0^{\tau_0} E_m(\tau) E_n(\tau) d\tau, \quad G_{mn}(\tau_0) = \int_0^{\tau_0} E_n(\tau_0 - \tau) E_m(\tau) d\tau.$$

Таблицы и соответствующие расчетные формулы для этих функций приведены в [10, 11].

Результаты численного определения  $\Phi(\tau, \tau_0)$  различными методами опубликованы в [3—5]. Расчеты показали, что приближение (10) при  $\tau_0 \leq 2$  обеспечивает среднее относительное отклонение от результатов численного определения  $\Phi(\tau, \tau_0)$  из названных работ, не превышающее нескольких процентов. Эта величина уменьшается при уменьшении  $\tau_0$ , то есть (10) представляет собой пример приближенного выражения для  $\Phi(\tau, \tau_0)$ , отличного от асимптотического приближения В. В. Соболева [8], точность которого увеличивается при увеличении  $\tau_0$ .

С помощью (10) можно получить расчетные формулы для целого ряда вспомогательных величин и функций. Например, для входящих в формулы теории переноса [2, 8] моментов

$$\Phi_n(\tau_0) = \int_0^{\tau_0} \tau^n \Phi(\tau, \tau_0) d\tau$$

с помощью (10) получим

$$\Phi_n(\tau_0) = A \frac{\tau_0^{n+1}}{n+1} + B \frac{\tau_0^{n+2}}{n+2} + \frac{n!}{2} \left[ \frac{1}{n+1} - \sum_{m=0}^n \frac{\tau_0^m}{m!} E_{n+2-m}(\tau_0) \right]. \quad (11)$$

Знание  $\Phi_n(2\tau_0)$  может быть использовано, в частности, для расчета среднего числа рассеяний фотонов в шаре с оптическим радиусом  $\tau_0$  при равномерном распределении первичных источников энергии. Соответствующая формула может быть получена из выражений, приведенных в [2], и имеет при  $\lambda = 1$  вид:

$$N(\tau_0) = [1 + \Phi_0(2\tau_0)]^2 - 3 \frac{[1 + \Phi_0(2\tau_0)] \Phi_1(2\tau_0)}{\tau_0} - 3 \frac{\Phi_1^2(2\tau_0)}{\tau_0^2} + \frac{[1 + \Phi_0(2\tau_0)] \Phi_3(2\tau_0)}{2\tau_0^3} - 3 \frac{\Phi_1(2\tau_0) \Phi_2(2\tau_0)}{2\tau_0^3} - 1. \quad (12)$$

Рассчитанные нами с помощью (11) и (12) значения  $N(\tau_0)$  для  $\tau_0 = 0.25; 0.5$  и  $1.0$  равны  $0.22; 0.49$  и  $1.13$  соответственно. Точные значения  $N(\tau_0)$ , которые могут быть получены из (12) с помощью затабулированных в [5] величин  $\Phi_n(2\tau_0)$ , для тех же  $\tau_0$  равны  $0.20; 0.42$  и  $0.94$ .

Приближение (10) позволяет записать аналитическое выражение и для важной вспомогательной функции  $Q(\tau, \tau_0)$ , которая удовлетворяет уравнению (1) при  $\lambda = 1, a = 0, b = \tau_0, b(\tau) = 1, B(\tau) = Q(\tau, \tau_0)$ . Физический смысл  $Q(\tau, \tau_0)$  заключается в том, что эта функция описывает зависимость от  $\tau$  и  $\tau_0$  среднего числа рассеяний фотона, возникшего на оптической глубине  $\tau$  в слое толщиной  $\tau_0$ . С другой стороны,  $Q(\tau, \tau_0)$  есть функция источников в задаче с равномерно распределенными в слое источниками энергии. Она позволяет определять функции источников в том же слое для зависимостей первичных источников вида  $\tau^n$ , где  $n$  — целое. Пример такого использования  $Q(\tau, \tau_0)$  содержится, например, в [2]. Кроме того, знание зависимости  $Q(\tau, \tau_0)$  от  $\tau$  и  $\tau_0$  позволяет рассчитывать функции источников в слое толщиной  $\tau_0$  при произвольных зависимостях от  $\tau$  распределения первичных источников. Для этого может быть использован метод, предложенный в [12]. Если в известную формулу связи  $Q(\tau, \tau_0)$  с  $\Phi(\tau, \tau_0)$  из [1] подставить (10), можно записать:

$$Q(\tau, \tau_0) = \Psi(\tau_0, \tau_0) \left[ 1 + B\tau^2 - B\tau_0\tau + \frac{1 - E_2(\tau) - E_2(\tau_0 - \tau) + E_2(\tau_0)}{2} \right], \tag{13}$$

где

$$\Psi(\tau, \tau_0) = 1 + A\tau + \frac{B}{2}\tau^2 + \frac{1 - E_2(\tau)}{2}. \tag{14}$$

Результаты численного определения  $Q(\tau, \tau_0)$  различными методами приведены в [6, 7] и они совпадают между собой в пределах четырех значащих цифр. Расчеты показали, что точность приближения (13) падает по мере увеличения  $\tau_0$ , причем наиболее чувствительна к этому увеличению величина  $Q(0, \tau_0) = Q(\tau_0, \tau_0)$ . Так, если при  $\tau = \tau_0/2$  и для  $\tau_0 = 1.0$  и  $2.0$  относительное отклонение наших значений  $Q(\tau_0/2, \tau_0)$  от указанных точных из [6, 7] составляет для обеих  $\tau_0$  величину  $\leq 4\%$ , то относительная погрешность полученных нами значений  $Q(0, \tau_0)$  при  $\tau_0 = 1$  равна  $\sim 0.3\%$ , а при  $\tau_0 = 2$  она увеличивается до  $\sim 2\%$ .

Выражение (10) может быть использовано и для записи аналитической формулы для функции  $S(\tau)$ , расчет которой обсуждался в предыдущем раз-

деле. В [7, 13] для этой функции используется обозначение  $N(\tau, \tau_0)$ , и с ее помощью могут быть определены [13] характеристическая функция и моменты числа рассеяний фотона, возникшего на оптическом расстоянии  $\tau$  от центра шара с оптическим радиусом  $\tau_0$ . В [2, 7, 13] получены выражения для  $S(\tau) = N(\tau, \tau_0)$ , позволяющие рассчитывать эту функцию с помощью вспомогательных функций для слоя толщиной  $2\tau_0$ . В частности, для фотонов, излучившихся в центре шара или на его поверхности, с помощью выражений, приведенных в [13], можно записать:

$$S(0) = Q(\tau_0, 2\tau_0) - 2[\tau_0 \Psi(2\tau_0, 2\tau_0) - \Phi_1(2\tau_0)] \Phi(\tau_0, 2\tau_0), \quad (15)$$

$$S(\tau_0) = \Psi(2\tau_0, 2\tau_0) - \frac{\Phi_1(2\tau_0)}{\tau_0}. \quad (16)$$

Используя (10), (11) и (13)—(16), мы получили следующие значения  $S(0)$  и  $S(\tau_0)$ :  $2\tau_0 = 1$ ,  $S(0) = 1.72$  (1.60),  $S(0.5) = 1.29$  (1.26);  $2\tau_0 = 2$ ,  $S(0) = 2.72$  (2.40),  $S(1.0) = 1.60$  (1.52). Здесь в скобках приведены точные значения из [7].

Существует несколько возможностей получения уточнений приближения (10). Одна из них заключается в последовательном использовании процедуры, использованной в предыдущем разделе. Вместо (10) в этом случае необходимо записать:

$$\Phi(\tau, \tau_0) = A + B\tau + \frac{1}{2} E_1(\tau) + C\Phi_2(\tau, \tau_0), \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_2(\tau, \tau_0) &= \frac{1}{4} \int_0^{\tau_0} E_1(|\tau - \tau'|) E_1(\tau') d\tau' = \\ &= \frac{1}{4} \left[ G'_{11}(\tau) + \int_0^1 e^{-\tau/\eta} F_1(-\tau, \tau_0 - \tau) \frac{d\eta}{\eta} \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Таблицы  $\Phi_2(\tau, \tau_0)$  для  $0.1 \leq \tau_0 \leq 0.5$  приведены в [4], а некоторые значения  $F_1(-\tau, \tau)$  и расчетная формула — в [11]. Для определения  $A$ ,  $B$ , и  $C$  в (17) можно потребовать при подстановке (17) в уравнение (1) для  $\Phi(\tau, \tau_0)$  при  $\lambda = 1$  совпадения левой и правой частей при  $\tau = 0$  и  $\tau = \tau_0$ , а также совпадения интегралов от тех же выражений по  $\tau \in [0, \tau_0]$ . Однако уже не все матричные элементы получающейся системы трех линейных алгебраических уравнений удастся записать в явном виде и для вычисления таких элементов необходимо прибегать к численному интегрированию. Более простой путь уточнения приближения (10) заключается в его подста-

новке в интегральный член уравнения (1) для  $\Phi(\tau, \tau_0)$  при  $\lambda = 1$ , так что подправленное выражение имеет вид:

$$\Phi^*(\tau, \tau_0) = \Phi(\tau, \tau_0) + \Delta\Phi(\tau, \tau_0), \quad (19)$$

где  $\Phi(\tau, \tau_0)$  описывается формулой (10),

$$\Delta\Phi(\tau, \tau_0) = \Phi_2(\tau, \tau_0) + A\Phi_A(\tau, \tau_0) + B\Phi_B(\tau, \tau_0),$$

$$\Phi_A(\tau, \tau_0) = -\frac{E_2(\tau_0 - \tau) + E_2(\tau)}{2},$$

$$\Phi_B(\tau, \tau_0) = \frac{E_2(\tau) - \tau_0 E_2(\tau_0 - \tau) - E_2(\tau_0 - \tau)}{2}.$$

Интеграл в (19) вычислялся нами по формуле Симпсона с шагом 0.1. Для иллюстрации приводим рис. 1, на котором пунктирные кривые получены

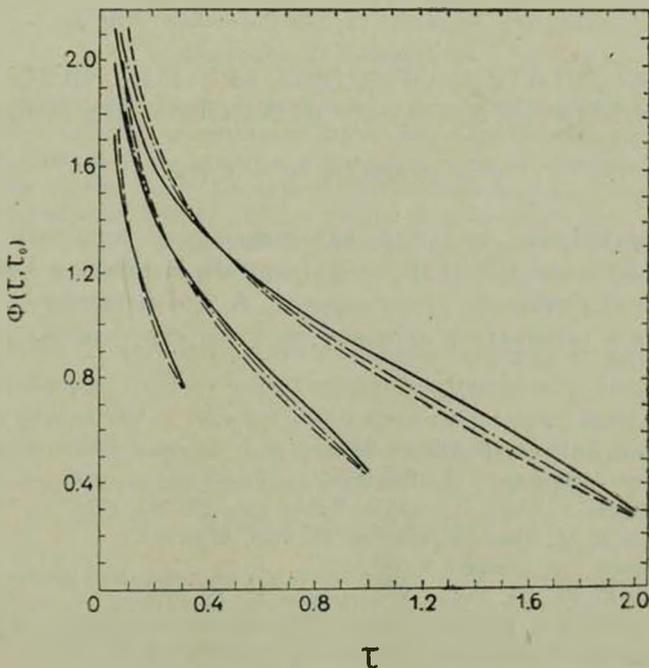


Рис. 1. ——— численные данные для  $\tau_0 = 0.3$  из [3, 4], для  $\tau_0 = 1.0$  из [3, 5], для  $\tau_0 = 2.0$  из [5]; - - - - - расчеты с помощью (10); - · - · - расчеты с помощью (19).

с помощью (10), штрихпунктирные кривые с помощью (19). Сплошные кривые построены по данным численного определения  $\Phi(\tau, \tau_0)$ , опубликованным для  $\tau_0 = 0.3$  в [3, 4], для  $\tau_0 = 1.0$  в [3, 5], для  $\tau_0 = 2.0$  в [5],

Заметим, что при  $\lambda < 1$  приближение, аналогичное (10), имеет вид

$$\Phi(\tau, \tau_0) = Ae^{-k\tau} + Be^{-k\tau} + \frac{\lambda}{2} E_1(\tau),$$

где значение  $k < 1$  при фиксированном  $\lambda$  определяется так же, как и в выражении (3). Матричные элементы и правые части системы уравнений (5) легко могут быть получены и в данном случае не приводятся нами. Расчеты по последней формуле и сравнение с результатами точных расчетов  $\Phi(\tau, \tau_0)$  из [3—5] показали, что точность этого приближения увеличивается по мере уменьшения  $\lambda$ .

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить Д. И. Нагирнера, высказавшего ряд полезных замечаний.

## ON CALCULATION OF AUXILLIARY FUNCTIONS OF TRANSPORT THEORY IN HOMOGENEOUS MEDIA

V. P. GORELOV, V. I. ILYIN

The approximate analytical expressions for auxilliary functions  $\Phi(\tau, \tau_0)$  [1],  $S(\tau)$  and  $Q(\tau)$  [2] for isotropically scattering homogeneous layer of optical thickness  $\tau_0$  are proposed. A comparison with numerical results shows a satisfactory accuracy of these expressions.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, ДАН СССР, 120, 69, 1958.
2. В. В. Соболев, Астрофизика, 8, 197, 1972.
3. P. T. Y. Poon, S. Ueno, Astrophys. Space Sci., 28, 233, 1974.
4. В. В. Соболев, И. Н. Минин, Астрон. ж., 38, 1025, 1961.
5. Д. И. Нагирнер, Астрофизика, 9, 347, 1973.
6. J. Vuell, R. Kalaba, S. Ueno, Астрофизика, 7, 23, 1971.
7. В. М. Лоскутов, Д. И. Нагирнер, Вести. ЛГУ, сер. мат.-мех.-астрон., № 1, 170, 1977.
8. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
9. В. В. Соболев, Астрофизика, 10, 185, 1974.
10. H. C. Van De Hulst, Ap. J., 107, 220, 1948.
11. S. Chandrasekhar, Ap. J., 108, 92, 1948.
12. М. Г. Крейн, ДАН СССР, 100, 413, 1955.
13. Д. И. Нагирнер, Астрофизика, 8, 353, 1972.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 523.034+523.035

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В СРЕДЕ С ВЫСОКИМ ЛУЧИСТЫМ ДАВЛЕНИЕМ. I. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И СЛУЧАЙ ОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН, С. И. БЛИННИКОВ

Поступила 27 августа 1978

Исследуется распространение и взаимная трансформация акустических и тепловых волн в средах с высоким лучистым давлением. Рассмотрение проводится с помощью уравнений гидродинамики для вещества и уравнений лучистого переноса в движущейся среде (в первом порядке по  $v/c$ ) в эддингтоновском приближении. Решен ряд модельных задач, проясняющих физику явления: волны в однородной среде со скачком непрозрачности и в среде с переменной непрозрачностью. Получено, что амплитуда смещения наименее затухающего типа волны приблизительно постоянна при прохождении тонкой зоны неоднородности.

1. *Введение.* В астрофизических объектах нередко встречаются условия, когда давление излучения значительно превышает газовое, хотя масса вещества определяется газом. Характерным примером являются массивные звезды, которые хорошо описываются эмденовской политропой  $n = 3$  и где отношение  $\beta$  газового давления к лучистому равно [1]

$$\beta = P_g/P_r = \mu^{-1} (18 M_\odot/M)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь  $\mu$  — число нуклонов на одну частицу, для водорода  $\mu = 0.5$ . Уже при  $M > 72 M_\odot$  давление излучения больше газового, а для сверхмассивных звезд  $M > 10^4 M_\odot$ , которые используются [2] в качестве модели квазара или ядра галактики,  $\beta \ll 1$ . Для этих объектов, а также при теоретическом исследовании рентгеновских источников часто рассматривается модель дисковой аккреции на черную дыру [3—6]. При достаточно большой светимости  $L$  для центральных областей диска имеет место  $\beta \ll 1$ .

Характерным свойством областей с преобладанием лучистого давления ( $\beta \ll 1$ ) является конвективная неустойчивость. Для сверхмассивных звезд наличие конвекции следует из условия светового равновесия [2] (см.

также [7]), а конвективная неустойчивость областей с  $\beta < 1$  дисковой аккреции была показана в работе [8] (см. также [9]).

Конвекция в подфотосферных слоях звезды или диска неизбежно ведет к появлению механического, волнового потока энергии, который диссипирует, превращаясь в тепло, при малой оптической толщине  $\tau$ . Это приводит к образованию горячей газовой короны, аналогично солнечной, температура которой  $T_c$  много больше фотосферной  $T_{eff}$ . При наличии короны в аккреционном диске вокруг черной дыры удастся объяснить некоторые особенности излучения источника Cyg X-1 [8, 10, 11], причем структура короны в значительной степени может определяться магнитным полем [12]. Возможно также, что рассмотрение корон вокруг сверхмассивных звезд окажется необходимым для объяснения свойств некоторых квазаров или активных ядер.

Поток механической энергии, генерируемый в конвективной зоне, переносится наружу, в слои с  $\tau \ll 1$ , волнами, звуковыми или альвеновскими и магнитозвуковыми, через внешнюю лучистую область. Если в конвективной зоне и в фотосфере давление излучения пренебрежимо мало, то поток механической энергии (в отсутствие магнитного поля)

$$F_m \simeq \frac{1}{2} \rho v^2 v_s,$$

где  $v$  — скорость вещества в волне,  $v_s$  — скорость звука, практически без затухания выходит в область  $\tau < 1$ . Там происходит превращение волны в ударную, диссипация магнитного поля, и механическая и магнитная энергии идут на нагрев короны. Если  $\beta \ll 1$ , то лишь небольшая доля потока  $F_m$ , генерируемого в оптически толстой области, идет на нагрев короны [8]. Существенное ослабление механического потока энергии при выходе его в прозрачную область в условиях  $\beta \ll 1$  связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, при переходе от области  $\tau \gg 1$  к  $\tau \ll 1$  уменьшается скорость звука, которая внутри связана с давлением излучения, а снаружи при  $\tau \ll 1$  с газовым давлением:  $v_s (\tau \ll 1) / v_s (\tau \gg 1) \simeq \beta^{1/2}$ . Второй причиной уменьшения  $F_m$  является сильное затухание звуковых волн, связанное с лучистым трением и лучистой теплопроводностью.

В настоящей работе исследуется распространение звуковых и тепловых волн в среде с  $\beta \ll 1$  и перенос механической энергии в прозрачные слои над фотосферой. Все рассмотрение ведется на основе уравнений гидродинамики для вещества и уравнения переноса для излучения, которое используется в эддингтоновском приближении, позволяющем единым образом описать прозрачную и непрозрачную области. Рассматривается плоская геометрия и пренебрегается эффектами сферичности. В уравнении переноса учитываются члены  $\sim v/c$ , как и в [13, 14]. Работа состоит из двух частей.

В настоящей статье в разделе 2 приводятся основные уравнения. В последующих разделах исследуется распространение волн без магнитного поля в условиях  $\beta \ll 1$ : волны в однородной среде и в среде со скачком непрозрачности. Рассматривается также распространение волн в среде однородной плотности, но переменной непрозрачности. Аналитические и численные результаты, полученные в настоящей статье для модельных задач, позволяют понять основные свойства волн в рассматриваемых условиях. Получены дисперсионные соотношения и пространственные декременты акустических, тепловых и диффузионных волн и условия их взаимного превращения при наличии неоднородности. Найдено, что если область неоднородности имеет размеры порядка длины акустической газовой волны, то амплитуда смещения наименее затухающей волны по порядку величины сохраняется при прохождении неоднородности.

Следующая статья будет посвящена астрофизическим приложениям полученных результатов.

2. Постановка задачи и основные уравнения. а) Уравнение переноса в движущейся среде и уравнения моментов.

При выходе волны в прозрачную область необходимо использовать уравнение переноса с учетом движения вещества. В областях с  $\tau \gg 1$  достаточно ограничиться уравнениями лучистой теплопроводности, однако при  $\tau \ll 1$  поток и плотность лучистой энергии не связаны однозначно и нужно рассматривать, по меньшей мере, эддингтоновское двухмоментное приближение. Уравнение переноса в движущемся веществе с учетом членов  $\sim v/c$  было выведено в работах [13, 14] довольно сложным «геометрическим» методом. В [15] сделан более простой вывод этих уравнений, основанный на использовании инвариантов уравнения переноса. В лагранжевой системе координат  $(m, t)$ , связанной с движущимся веществом, в приближении плоской атмосферы уравнение переноса имеет вид [13—15]

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \mu \frac{\partial I_\nu}{\partial m} - \frac{3\mu^2}{c\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} I_\nu + \frac{\mu^2}{c\rho} v \frac{\partial \rho}{\partial t} \frac{\partial I_\nu}{\partial \nu} + \\ + \frac{\mu(1-\mu^2)}{c\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \frac{\partial I_\nu}{\partial \mu} = j_\nu - k_\nu I_\nu. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $I_\nu$  — интенсивность излучения,  $\mu = \cos(\hat{n}, z)$ ,  $\hat{n}$  — направление распространения излучения,  $j_\nu$  и  $k_\nu$  — спектральные коэффициенты поглощения и излучения, включая рассеяние, определены в движущейся системе координат. Уравнение неразрывности в лагранжевой системе координат  $\partial z/\partial m = 1/\rho$  после дифференцирования примет вид

$$\partial v/\partial z = -(1/\rho) \partial \rho/\partial t, \quad v = \partial z/\partial t. \quad (3)$$

Если кроме чистого поглощения имеет место рассеяние, то можно записать при условии локального термодинамического равновесия (ЛТР) [16]

$$j_\nu = \alpha_\nu B_\nu(T) + \sigma_\nu \int l_\nu d\Omega/4\pi, \quad (4)$$

$$k_\nu = \tau_\nu + \sigma_\nu, \quad \tau_\nu = \sigma = \tau_T n_e, \quad \tau_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2.$$

Здесь  $\alpha_\nu$ ,  $\sigma_\nu$  — коэффициенты поглощения и рассеяния на электронах,  $B_\nu(T)$  — функция Планка,  $n_e$  — концентрация электронов,  $\tau_T$  — томсоновское сечение. Рассеяние считается когерентным и изотропным. При рассматриваемых условиях эти приближения являются достаточно хорошими.

Определим моменты:

$$J_\nu = -\frac{1}{2} \int_{-1}^1 l_\nu d\mu, \quad H_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 l_\nu \mu d\mu, \quad K_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 l_\nu \mu^2 d\mu. \quad (5)$$

Если не интересоваться эффектами, связанными с линиями, то можно усреднить моментные уравнения по частотам. При этом получаются моменты

$$\int_0^\infty \alpha_\nu J_\nu d\nu = \alpha_P J, \quad \int_0^\infty \alpha_\nu H_\nu d\nu = \alpha_R H, \quad (6)$$

$$J = \int_0^\infty J_\nu d\nu, \quad H = \int_0^\infty H_\nu d\nu, \quad K = \int_0^\infty K_\nu d\nu.$$

Здесь  $\alpha_P$  и  $\alpha_R$  — коэффициенты поглощения, усредненные по Планку и Росселанду. В дальнейших расчетах будем считать  $\alpha_\nu$  не зависящим от  $\nu$  (серое приближение) и  $\alpha_P = \alpha_R = \alpha$ .

Будем решать задачу в эддингтоновском приближении, т. е. положим

$$K = \frac{1}{3} J. \quad (7)$$

Это приближение при большой оптической толщине  $\tau$  выполняется с большой точностью, а при малых  $\tau$  ошибка невелика, в плоской серой атмосфере при  $\tau = 0$  имеем  $K = 0.41 J$  [16, 17]. Окончательно в эддингтоновском приближении уравнения моментов имеют вид:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial J}{\partial t} + \rho \frac{\partial H}{\partial m} - \frac{4}{3c\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} J = \alpha (B - J), \quad (8)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{1}{3} \rho \frac{\partial J}{\partial m} - \frac{2}{c\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} H = -(\alpha + \varepsilon) H. \quad (9)$$

Здесь  $B(T) = \alpha c T^4 / 4\pi$ ,  $\alpha = 7.56 \cdot 10^{-15}$  CGS.

б) *Гидродинамические уравнения для вещества.* В поле тяжести с гравитационным ускорением  $g = \text{const}$  уравнение движения имеет вид:

$$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = -\frac{\partial P_g}{\partial m} - g + \frac{4\pi(\alpha + \varepsilon)}{\rho c} H, \quad v = \frac{\partial z}{\partial t}. \quad (10)$$

Здесь газовое давление  $P_g = R\rho T/\mu$ ,  $R = 8.3 \cdot 10^7$  CGS,  $\mu$  — число барioniнов на одну частицу. Последний член в (10) представляет собой силу, действующую на вещество со стороны потока излучения. Уравнение, учитывающее обмен энергией между веществом и излучением, имеет вид:

$$\frac{\partial E_g}{\partial t} + P_g \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{\rho} \right) = \frac{4\pi\alpha}{\rho} (J - B), \quad (11)$$

где  $E_g = RT/\mu(\gamma - 1)$ ,  $\gamma$  — показатель адиабаты газа. К (10) и (11) следует добавить уравнение неразрывности в лагранжевых координатах (3). Легко показать [14, 15], что полная система уравнений (3), (8)–(11) приводит к правильному виду закона сохранения энергии с точностью до членов  $\sim v/c$ .

в) *Выбор коэффициентов поглощения и рассеяния.* В уравнениях (8)–(11) удобнее вместо коэффициентов  $\alpha$  и  $\varepsilon$  ввести непрозрачности

$$\kappa_0 = (\alpha + \varepsilon)/\rho, \quad \kappa_1 = \alpha/\rho. \quad (12)$$

В рассматриваемых ниже условиях коэффициент тормозного поглощения  $\alpha$  много меньше коэффициента рассеяния на электронах  $\varepsilon$  [17]:

$$\frac{\alpha}{\varepsilon} = \frac{0.1 n^2 m_p T^{-7/2}}{6.6 \cdot 10^{-25} n} \simeq \frac{n}{4T^{7/2}} < 10^{-3}. \quad (13)$$

С другой стороны, при достаточно высоких температурах энергия фотона меняется из-за комптоновских процессов (при неизменном числе фотонов), что ведет к обмену энергией между газом и излучением и должно быть учтено в уравнениях (8) и (11). Ввиду значительной сложности строгого учета некогерентного комптоновского рассеяния в неоднородной среде мы ограничимся двумя предельными случаями. В первом случае полностью пренебрежем поглощением (чистое рассеяние):

(I)

$$\begin{aligned}x_0 &= \bar{\rho}/\rho = x_e = 0.2(1 + X_H) \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}, \\x_1 &= 0,\end{aligned}\quad (14)$$

$X_H$  — весовая концентрация водорода.

Во втором случае рассмотрим комптоновское рассеяние действующим как источник поглощения:

(II)

$$x_0 = x_1 = x_e. \quad (15)$$

В рассматриваемых ниже примерах доля выходящей из фотосферы механической энергии практически одинакова в случаях (I) и (II). Реально случай комптоновского рассеяния соответствует промежуточному условию

$$0 < x_1 < x_0.$$

3. *Линсаризованные уравнения для малых возмущений при  $P_r \gg P_g$ .* Введем лагранжевы малые возмущения

$$\theta = \delta T, \quad y = \delta z, \quad j = \delta J, \quad h = \delta H, \quad \bar{\rho} = \delta \bar{\rho} \quad (16)$$

относительно равновесного решения уравнений (3), (8)—(11):

$$\begin{aligned}\rho(m), \quad T(m), \quad J(m) &= B(m), \quad H = \text{const}, \\z(m), \quad B &= acT^4/4\pi\end{aligned}\quad (17)$$

Положим также все величины (16)  $\propto \exp(-i\omega t)$ , тогда из (3), (8)—(11) получаем

$$dy/dm = -\bar{\rho}/\rho^2, \quad (18)$$

$$\frac{i\omega}{c\rho} j - \frac{dh}{dm} + \frac{aT^4}{3\pi} i\omega \frac{dy}{dm} = x_1 \left( j - \frac{ac}{\pi} T^3 \theta \right), \quad (19)$$

$$\left( 1 - \frac{i\omega}{cx_0\rho} \right) h + \frac{1}{3x_0} \frac{dj}{dm} - \frac{2i\omega}{x_0c} H \frac{dy}{dm} = 0, \quad (20)$$

$$\omega^2 y = \frac{d}{dm} \left( \frac{R\rho\theta}{\mu} - \rho P_g \frac{dy}{dm} \right) - \frac{4\pi x_0}{c} h, \quad (21)$$

$$\left[ 4x_1 acT^3 - i\omega \frac{R}{\mu(\gamma-1)} \right] \theta = 4\pi x_1 j - i\omega P_g \frac{\bar{\rho}}{\rho^2}. \quad (22)$$

Исключая  $\bar{\rho}$  из (19)—(22) с помощью (18), получим

$$\frac{i\omega}{c\beta} j - \frac{dh}{dm} + \frac{aT^4}{3\pi} i\omega \frac{dy}{dm} = x_1 \left( j - \frac{ac}{\pi} T^3 \theta \right), \quad (23)$$

$$\left( 1 - \frac{i\omega}{cx_0\rho} \right) h + \frac{1}{3x_0} \frac{dj}{dm} - \frac{2i\omega}{x_0c} H \frac{dy}{dm} = 0, \quad (24)$$

$$\omega^2 y = \frac{d}{dm} \left( \frac{R\rho\theta}{\mu} - \rho P_g \frac{dy}{dm} \right) - \frac{4\pi x_0}{c} h, \quad (25)$$

$$\theta = \frac{4\pi x_1 j + i\omega P_g dy/dm}{4x_1 ac T^3 - i\omega R/\mu (\gamma - 1)}. \quad (26)$$

В случае (14) — (I), полагая  $x_1 = 0$ , имеем из (26), (23) (I)

$$\theta = -(\gamma - 1) \rho T dy/dm, \quad (27a)$$

$$\frac{i\omega}{c\beta} j - \frac{dh}{dm} + \frac{aT^4}{3\pi} i\omega \frac{dy}{dm} = 0. \quad (28)$$

В случае (15)—(II) сразу учтем малость величины  $\beta = P_g/P_r \ll 1$ , а также рассмотрим случай, когда выполняется неравенство

$$\beta \omega x_0 c \ll 1. \quad (29)$$

Это неравенство выполняется при не слишком высоких частотах колебаний. С учетом (29) в знаменателе (26) можно пренебречь вторым членом и получить:

(II)

$$\theta = \frac{4\pi x_0 j + i\omega P_g dy/dm}{4x_0 ac T^3}. \quad (27b)$$

С учетом (27b) величина в правой части (23) равна

$$x_0 \left( j - ac T^3 \theta / \pi \right) = - (i\omega P_g / 4\pi) dy/dm.$$

В силу неравенства  $\beta \ll 1$  этот член много меньше последнего члена в левой части (23) и им можно пренебречь. Таким образом, уравнение (28) справедливо как в случае (I), так и в случае (II). Исключим теперь  $\theta$  из уравнения (25). Используя (27a), в случае (I) получаем из (25)

(I)

$$\omega^2 y = - \frac{d}{dm} \left( \gamma \rho P_g \frac{dy}{dm} \right) - \frac{4\pi x_0}{c} h. \quad (30a)$$

В случае (II), используя (27b), получаем из (25), с учетом (29)

(II)

$$\omega^2 y = \frac{d}{dm} \left( \frac{\pi}{3} \frac{j}{c} \beta - \rho P_g \frac{dy}{dm} \right) - \frac{4\pi x_0}{c} h. \quad (30b)$$

Уравнения (24), (28) и (30) относительно переменных  $y$ ,  $h$  и  $j$  будут использоваться в дальнейших вычислениях.

4. Волны в однородной среде\*. В этом случае  $H = 0$ , все равновесные величины в (17) постоянны, в том числе  $\rho = \text{const}$ , и вместо (29) можно использовать более сильное неравенство

$$\omega/cx_0' \ll 1 \quad \text{или} \quad l = 1/x_0' \ll c/v = L. \quad (31)$$

Это неравенство означает малость свободного пробега фотона  $l = 1/x_0'$  по сравнению с деленным на  $2\pi$  расстоянием, которое фотон свободно пробегает за период колебаний. Решение уравнений (24), (28), (30) в однородной среде можно искать в виде  $\exp(ikz)$ . Учтя также условие (31) для упрощения (24), получим

$$h + \frac{ik}{3x_0'} j = 0, \quad (32)$$

$$-\frac{ik}{\rho} h + \frac{i\omega}{c\rho} j - \frac{aT^4}{3\pi} \frac{k\omega}{\rho} y = 0,$$

(I)

$$\frac{4\pi x_0}{c} h + \left( \omega^2 - \gamma \frac{P_g}{\rho} k^2 \right) y = 0,$$

(II)

$$\frac{4\pi x_0}{c} h - ik \frac{\pi}{3\rho} \frac{j}{c} \beta + \left( \omega^2 - \frac{P_g}{\rho} k^2 \right) y = 0.$$

Приравнявая нулю определитель системы (32), вводя обозначения

$$v_r^2 = \frac{4}{3} \frac{P_g}{\rho}, \quad v_g^2 = \gamma \frac{P_g}{\rho}, \quad l = \frac{1}{x_0'} \quad (33)$$

и учитывая  $\beta \ll 1$ , получаем дисперсионное уравнение в виде

$$v_g^2 k^4 - k^2 \left( \omega^2 + 3i \frac{\omega}{cl} v_r^2 \right) + \frac{3i}{cl} \omega^3 = 0. \quad (34)$$

Для случая (I) в (34) входит адиабатическая скорость звука из (33), а для случая (II) вместо  $v_r$  входит изотермическая скорость звука  $v_T^2 = P_g/\rho$ , т. е. (33) и (34) применимы для случая II, если положить  $\gamma = 1$ .

В данной работе рассматриваются только вынужденные колебания (по терминологии [19]), когда  $\omega$  считается действительной и задается, а  $k^2$  находится из (34). Получаем

\* Этот случай рассматривался также в работе [18].

$$k_1^2 = \left\{ \omega^2 + 3i \frac{\omega}{cl} v_r^2 + \left[ \left( \omega^2 + 3i \frac{\omega}{cl} v_r^2 \right)^2 - \frac{12 i \omega^3}{cl} v_g^2 \right]^{1/2} \right\} \frac{1}{2v_g^2},$$

$$k_2^2 = \frac{3i\omega^3}{clv_g^2} \frac{1}{k_1^2}.$$
(35)

Учитывая малость  $v_g^2/v_r^2 \sim \beta$  в (35), получаем

$$k_1^2 = \frac{\omega^2}{v_g^2} + i \frac{3\omega v_r^2}{clv_g^2},$$
(36)

$$k_2^2 = \frac{\omega^2}{v_r^2 - \frac{1}{3} i \omega cl} = \frac{\omega^2}{v_r^2 \left[ 1 + \left( \frac{\omega cl}{3v_r^2} \right)^2 \right]} \left( 1 + i \frac{\omega cl}{3v_r^2} \right).$$
(37)

Решение (36) описывает распространение волны, связанных с давлением газа. Если поглощение отсутствует (случай I), то волны являются адиабатическими, а в случае сильной связи газа и излучения (II) скорость звука становится изотермической. Решение (37) описывает адиабатические волны, связанные с давлением излучения. Частота

$$\omega_1 = 3v_r^2/cl$$
(38)

является критической для обоих типов волн. При  $\omega \ll \omega_1$  имеем

$$k_1 = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\omega \omega_1}}{v_g} (1 + i) \left( 1 - i \frac{\omega}{2\omega_1} \right),$$
(39a)

$$k_2 = \pm \frac{\omega}{v_r} \left( 1 + i \frac{\omega}{2\omega_1} \right).$$
(39b)

При  $\omega > \omega_1$  получаем

$$k_1 = \pm \frac{\omega}{v_g} \left( 1 + i \frac{\omega_1}{2\omega} \right),$$
(40a)

$$k_2 = \pm \frac{V \sqrt{\omega \omega_1}}{\sqrt{2} v_r} (1 + i) \left( 1 - i \frac{\omega_1}{2\omega} \right).$$
(40b)

Из (39) следует, что низкочастотные возмущения лучистого давления  $P_r$  почти без затухания распространяются со скоростью  $v_r$  (39b), а распространение низкочастотных возмущений в газе принимает характер «диффузионных» волн (39a) с коэффициентом диффузии  $\chi_r = v_r^2/\omega_1 \cong \cong \beta cl/3$ . Эти волны описывают выравнивание неоднородности в газе («энтропийные» возмущения). Напротив, высокочастотные возмущения в газе распространяются как звуковые волны (40a), а в излучении они при-

нимают характер тепловых волн (40б) с коэффициентом температуропроводности  $\chi_r = (1/3)cl$  (ср. [20]). Напомним, что при  $x_0 = x_1$  волны в газе являются изотермическими.

5. *Среда со скачком непрозрачности.* Рассмотрим среду, в которой  $\rho$ ,  $T$  и  $P_g$  — однородны, а непрозрачность  $\chi_0$  в плоскости  $z = 0$  терпит скачок. Такой же скачок в этой плоскости терпят величины  $l$  и  $\omega_1$ . Пусть  $\chi_0(z < 0) \gg \chi_0(z > 0)$ . Волна, распространяющаяся в сторону роста  $z$  при  $z = 0$  может изменить характер распространения, если

$$\omega_B \ll \omega \ll \omega_A, \quad (41)$$

$$\omega_A = \frac{3v_r^2}{cl_A}, \quad \omega_B = \frac{3v_r^2}{cl_B}, \quad l_A = \frac{1}{\rho\chi_0(z < 0)}, \quad l_B = \frac{1}{\rho\chi_0(z > 0)}.$$

Коротковолновые возмущения в однородной среде  $\omega \gg \omega_A$  быстро затухают даже в том случае, когда их распространение носит характер волны (40а). Длина затухания равна  $l_d = 2v_r/\omega_1 = 2/3cv_g/v_r^2$ , что при малом  $\beta$  может стать порядка длины свободного пробега фотонов  $l$ . Длинные волны, наоборот, затухают очень слабо, из (39б) имеем  $l_d \simeq 2v_r\omega_1/\omega^2 = 6v_r^3/cl\omega \rightarrow \infty$  при  $\omega \rightarrow 0$ . Таким образом, имеет смысл исследовать переход лишь достаточно длинных волн через скачок при  $\omega = 0$ . Наиболее интересным с точки зрения дальнейших приложений является случай (41), рассмотренный ниже.

Волна (39б), проходя скачок непрозрачности, расщепляется на 4 волны: две отраженных волны (39) и две проходящих, которые при  $z > 0$ ,  $\omega \gg \omega_B$  принадлежат уже к волнам типа (40). Очевидно, что в точке скачка непрозрачности непрерывными остаются смещения  $y$ , возмущения давления газа  $\bar{P}_g = P_g(\rho/\rho + \theta/T)$  и первого момента  $j$ , характеризующего давление излучения. Из условия отсутствия стока или источника энергии в месте скачка следует также непрерывность второго момента  $h$ . Если  $A_0$  — амплитуда падающей волны,  $A_1$  и  $A_2$  — амплитуды отраженных волн типа (39), а  $B_1$  и  $B_2$  — амплитуды проходящих волн типа (40), то условие непрерывности физических величин на скачке при  $z = 0$  можно записать в виде

$$A_{0q} + A_{1q} + A_{2q} = B_{1q} + B_{2q} \quad (42)$$

$$q = y, h, j, \bar{P}_g.$$

Для получения амплитуд  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$  и  $B_2$  в зависимости от  $A_0$  нужно выразить амплитуды для различных  $q$  через какое-либо определенное  $q_0$ , используя (32), (18), (27), и решить получившиеся 4 линейных неоднород-

ных уравнения. Если принять  $q_0 = j$ , то остальные непрерывные величины, используя условия (31) и  $\beta \ll 1$ , можно записать в виде

$$h = -i \frac{k}{3x_0^{\rho\omega}} j, \quad y = \frac{3\pi}{acT^4} \left( i - \frac{k^2 c}{3x_0^{\rho\omega}} \right) \frac{j}{k}, \quad (43)$$

(I)

$$\frac{\tilde{P}_g}{P_g} = \frac{\pi \gamma}{acT^4} \left( 3 + i \frac{k^2 c}{x_0^{\rho\omega}} \right) j,$$

(II)

$$\frac{\tilde{P}_g}{P_g} = \frac{\pi}{acT^4} \left( 4 + i \frac{k^2 c}{x_0^{\rho\omega}} \right) j.$$

Решение системы (42) с учетом (39), (40) и (43) имеет вид для  $q = j$  и  $y$ :

$$A_{1j} = -2 \frac{v_g}{v_r} \left[ 1 - (1-i) \sqrt{\frac{\omega}{2\omega_A}} - (1+i) \sqrt{\frac{\omega_B}{2\omega}} \right] A_{0j},$$

$$A_{2j} = - \left[ 1 - 2 \sqrt{\frac{\omega_B}{2\omega}} (1+i) \right] A_{0j},$$

$$B_{1j} = -2i \frac{v_g}{v_r} \frac{\omega_B}{\omega} \left[ 1 - (1-i) \sqrt{\frac{\omega}{2\omega_A}} - (1+i) \sqrt{\frac{\omega_B}{2\omega}} \right] A_{0j}, \quad (44)$$

$$B_{2j} = (1+i) \sqrt{\frac{2\omega_B}{\omega}} \left[ 1 - (1+i) \sqrt{\frac{\omega_B}{2\omega}} \right] A_{0j},$$

$$A_{1y} = -2 \sqrt{\frac{\omega}{2\omega_A}} (1-i) \left[ 1 - (1-i) \sqrt{\frac{\omega}{2\omega_A}} - (1+i) \sqrt{\frac{\omega_B}{2\omega}} \right] A_{0y},$$

$$A_{2y} = \left[ 1 - 2 \sqrt{\frac{\omega_B}{2\omega}} (1+i) \right] A_{0y}, \quad (45)$$

$$B_{1y} = 2 \left[ 1 - (1-i) \sqrt{\frac{\omega}{2\omega_A}} - (1+i) \sqrt{\frac{\omega_B}{2\omega}} \right] A_{0y},$$

$$B_{2y} = 2i \frac{\omega_B}{\omega} \left[ 1 - (1+i) \sqrt{\frac{\omega_B}{2\omega}} \right] A_{0y},$$

Соотношения (44), (45) справедливы для обоих случаев (I) и (II), если  $v_g$  принимать равной адиабатической и изотермической скорости звука соответственно. Во всех величинах пренебрегалось членами  $\sim \omega/\omega_A$ ,

$\sim \omega_B/\omega$ ,  $v_g/v$  по сравнению с единицей. Из (44), (45) следует, что при переходе через скачок типа (41) происходит почти полное отражение радиационной волны (396). Амплитуды остальных  $j$ -волн значительно меньше  $A_{2j}$ , смещение точки разрыва порождает проходящую газовую волну почти той же амплитуды

$$|B_{1q}| \sim |A_{1q}|. \quad (46)$$

Таким образом, при переходе через скачок непрозрачности происходит такая трансформация волн, что «выживает» волна, обладающая минимальным затуханием. Соотношение (46) показывает, что  $y$ -амплитуда минимально затухающей волны почти непрерывна на скачке.

6. *Случай непрерывного изменения непрозрачности.* Мы рассмотрели вопрос о трансформации волн также для случая, когда непрозрачность (и пробег фотонов  $l$ ) меняются непрерывно. Система уравнений (24), (25), (28) при этом сводится к одному уравнению для смещения  $y$  (штрих означает производную по  $z$ ):

$$\left| l \left( y'' + \frac{\omega^2}{v_g^2} y \right) \right|'' + 3i \frac{\omega}{c} \frac{v_r^2}{v_g^2} \left( y'' + \frac{\omega^2}{v_r^2} y \right) = 0. \quad (47)$$

Принималось, что при  $z < -b$  пробег  $l$  постоянен,  $l = l_A$ , при  $z > b$ ,  $l = l_B$ , а при  $-b \leq z \leq b$  пробег монотонно возрастал от  $l_A$  до  $l_B$ , причем зависимость  $l(z)$  выбиралась в виде полинома 5-ой степени таким образом, что

$$l' \propto (z^2 - b^2)^2. \quad (48)$$

Тогда  $l$ ,  $l'$  и  $l''$  непрерывны при всех  $z$ . Параметр  $b$  — полуширина переходной области — в разных вариантах расчета менялся от значений  $b \ll l_g$  до  $b \gg l_g$ , где

$$l_g = 2\pi v_g / \omega \quad (49)$$

— длина волны в газе (без учета затухания).

Уравнение (47) решалось численно неявным методом пятого порядка типа Адамса [21]. Чтобы получить решение уравнения (47), физически соответствующее лучистой волне, идущей из области  $z < -b$ , мы поступали следующим образом. Сначала при  $z = +b$  задавалась «лучистая» волна, идущая в сторону роста  $z$ . Отсюда получались начальные условия на  $y$  (т. е.  $y$ ,  $y'$ ,  $y''$  и  $y'''$ ) при  $z = b$  и проводилось интегрирование «назад» (47) от  $z = +b$  до  $z = -b$ . По значениям  $y$ ,  $y'$ ,  $y''$  и  $y'''$  при  $z = -b$  находились амплитуды четырех волн (лучистых и газовых, падающих и отраженных). Затем та же процедура повторялась, когда начальные усло-

вия при  $z = +b$  соответствовали чисто «газовой» волне. Линейная комбинация этих двух решений, в которой амплитуда падающей газовой волны при  $z = -b$  равна нулю и есть искомое решение (падает лучистая волна, отражаются и проходят волны обоих типов). Для контроля точности проводился повторный счет от  $z = -b$  до  $+b$  с найденным начальным условием при  $z = -b$ . Обычно точность лучше  $10^{-5}$  и только для  $b \geq \lambda_g$  набирается ошибка  $\approx 10^{-3}$ .

Результаты расчета амплитуд приводятся в табл. 1, где амплитуда падающей лучистой волны  $A_0 = 1$ , рост пробега  $l_B/l_A = 10^2$ , отношение скорости газовой волны к лучистой  $v_g/v_r = 10^{-1}$ . Частота волны  $\omega$  выбрана так, что  $3\omega l_A/c = 10^{-3}$ ,  $\omega/\omega_A = 10^{-1}$ ,  $\omega/\omega_B = 10$ . Параметр  $b$  — полуширина переходной зоны (см. (48)),  $A_1, A_2$  — амплитуды отраженных волн в точке  $z = -b$ ,  $B_1, B_2$  — прошедших в точке  $z = +b$ . Случай  $b/\lambda_g = 0$  — аналитический расчет скачка (формулы (45)), остальные варианты — численный расчет. Видно что при малых значениях  $b/\lambda_g$  результаты хорошо согласуются с формулами (45), полученными для скачка непрозрачности (при сравнении следует помнить, что отброшенные в (45) величины в данном примере составляют  $\geq 10^0 |_0$ ). Даже в случае  $b = \lambda_g$  можно пользоваться соотношениями для модуля амплитуды на скачке по порядку величины (этот случай наиболее важен для нас для дальнейших приложений). И только в случае протяженной зоны перехода  $b = 10\lambda_g$  амплитуды проходящих газовых волн меньше, чем следовало бы из простого принципа прохождения волны с наименьшим затуханием. Здесь дело в том, что газовые волны образуются в области больше своей длины волны, они когерентны и, интерферируя, гасят друг друга (на этот факт наше внимание обратил Я. Б. Зельдович).

Таблица 1

КОМПЛЕКСНЫЕ АМПЛИТУДЫ ВОЛН, ОБРАЗОВАВШИХСЯ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ С ПЕРЕМЕННОЙ НЕПРОЗРАЧНОСТЬЮ

$b/\lambda_g$	$A_1$	$A_2$	$B_1$	$B_2$
0	$-0.247 - 0.247i$	$0.553 - 0.447i$	$1.105 - 0i$	$0.045 + 0.155i$
0.01	$-0.248 + 0.256i$	$0.478 - 0.236i$	$1.179 - 0.096i$	$0.052 + 0.139i$
0.1	$-0.250 + 0.229i$	$0.478 - 0.234i$	$1.169 + 0.091i$	$0.051 + 0.139i$
1.0	$-0.186 + 0.026i$	$0.494 - 0.203i$	$-0.027 + 1.022i$	$0.040 + 0.138i$
10	$-0.0052 - 0.0012i$	$0.316 + 0.171i$	$-0.056 + 0.022i$	$-0.049 - 0.083i$

В заключение повторим основные результаты настоящей части работы.  
 1. Получены уравнения эддингтоновского приближения с учетом членов  $v/c$ , описывающие распространение плоских волн в среде с высоким лучи-

стым давлением. 2. Исследовано затухание и трансформация волн в средах с однородной плотностью и с переменной непрозрачностью. Получено, что амплитуда наименее затухающей волны сохраняется по порядку величины при прохождении тонкой зоны неоднородности.

Авторы благодарны Я. Б. Зельдовичу за важные замечания, а Ч. Кунаш и М. М. Баско за предоставление материалов [21].

Институт космических  
исследований

## THE PROPAGATION OF WAVES IN THE MEDIA OF HIGH RADIATION PRESSURE. I. EQUATIONS AND THE CASE OF UNIFORM MEDIUM

G. S. BISNOVATYI-KOGAN, S. I. BLINNIKOV

The propagation and transformation of acoustic and thermal waves in media of high radiation pressure are investigated. The study is based on the hydrodynamic equations for matter and on the radiative transfer equations in moving media (correct within the first order of  $v/c$ ) in Eddington approximation. The first part is devoted to model problems helping to elucidate the underlying physics: the waves in the uniform medium are considered, in the medium with the jump of opacity and in the medium of smoothly varying opacity. It is shown that the displacement amplitude of the wave with the minimum decrement is approximately constant if the nonuniform zone is sufficiently narrow.

### ЛИТЕРАТУРА

1. С. Вейнберг, Гравитация и космология, Мир, М., 1975.
2. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.
3. D. Lynden-Bell, *Nature*, **223**, 690, 1969.
4. J. E. Pringle, M. J. Rees, *Astron. Astrophys.*, **21**, 1, 1972.
5. Н. И. Шакура, Р. А. Сюняев, *Astron. Astrophys.*, **24**, 337, 1973.
6. I. D. Novikov, K. S. Thorne, in "Black Holes", eds. C. DeWitt, B. DeWitt, Gordon, Breach, N. Y., 1973.
7. I. Appenzeller, K. Fricke, *Astron. Astrophys.*, **12**, 488, 1971.
8. Г. С. Бисноватый-Коган, С. И. Блинников, *Astron. Astrophys.*, **59**, 111, 1977.
9. Н. И. Шакура, Р. А. Сюняев, С. С. Зилитинкевич, *Astron. Astrophys.*, **62**, 179, 1978.
10. Г. С. Бисноватый-Коган, С. И. Блинников, *Письма АЖ*, **2**, 489, 1976.
11. E. P. T. Liang, R. H. Price, *Ap. J.*, **218**, 247, 1977.
12. A. A. Galeev, R. Rosner, G. S. Vaiana, *Structured Coronae of Accretion Disks: Cygnus X-1*. Preprint, Harvard Center for Astrophysics, 1978.

13. В. С. Ишченко, Ю. И. Морозов, *Астрон. ж.*, 46, 800, 1969;  
Ю. И. Морозов, *ПМТФ*, № 1, 1970.
14. J. L. Castor, *Ap. J.*, 178, 779, 1972.
15. Г. С. Бисноватый-Козан, С. И. Блинные, *Препринт ИКИ*, № 421, 1978.
16. В. В. Соболев, *Курс теоретической астрофизики*, Наука, М., 1967.
17. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, М., 1966.
18. N. Kaneko, S. Tamazawa, Y. Oho, *Astrophys. Space Sci.*, 42, 441, 1976.
19. Г. Лэмб, *Гидродинамика*, ГИТТЛ, М.—Л., 1947.
20. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика сплошных сред*, Гостехиздат, М., 1954.
21. D. Kahaner, C. D. Sutherland, *Los-Alamos Scientific Laboratory*, D-205, 1975;  
А. Ю. Захаров, В. И. Турчанинов, *Препринт ИПМ АН СССР*, 1977.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 523.854

## ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ ВО ВЛОЖЕННЫХ ДИСКАХ

М. Г. АБРАМЯН

Поступила 27 декабря 1977

Пересмотрена 29 мая 1978

Рассмотрены спиральные волны плотности во вращающемся самогравитирующем газовом диске, вложенном внутри сферической гравитирующей звездной системы. Звездный сфероид оказывает стабилизирующее действие на спиральные возмущения газового диска. Рассмотрены также вопросы вековой неустойчивости плоских подсистем галактик.

1. *Введение.* В простейшем приближении дисперсионное соотношение для спиральных волн плотности в плоских дисках галактик не учитывает роли сферических подсистем. В частности, для газовых дисков это уравнение имеет вид:

$$(\omega - m\Omega)^2 = \kappa^2 + v_s^2 k^2 - 2\pi G \Sigma_0 |k|. \quad (1.1)$$

Здесь и в дальнейшем  $\omega$  — частота волны плотности,  $\Omega$  — угловая скорость вращения диска,  $m$  — число ветвей спирали,  $\kappa$  — эпициклическая частота,  $v_s$  — скорость звука в газе,  $k$  — волновое число,  $\Sigma_0$  — поверхностная плотность газа. В (1.1)  $v_s$ ,  $\kappa$ ,  $\Sigma_0$  считаются заданными независимо друг от друга и меняющимися плавно. Дисперсионное соотношение (1.1) выведено в приближении ВКБ, т. е. принято  $kr \gg 1$ , где  $r$  — расстояние от центра диска.

Однако в реальных галактиках газовые и звездные диски входят в состав сложной структуры, состоящей из звездных подсистем с разной степенью сферичности в пространственном распределении звезд. Учет их влияния до сих пор проводился кинетическим методом, т. е. добавлением в дисперсионные уравнения вида (1.1) дополнительных членов, полученных при подстановке в кинетическое уравнение многочленных функций распределения (обзоры различных результатов см. [1, 2]).

В этой работе предлагается гидродинамический метод учета влияния сферондальной составляющей на спиральные волны плотности в плоских дисках.

Постановка задачи следующая. Будем рассматривать плоский вращающийся газовый диск с однородным по радиусу  $r$  и азимутальному углу  $\varphi$  распределением объемной плотности  $\rho$ . Зависимость параметров от вертикальной  $z$  координаты будем учитывать. Примем, что давление газа связано с плотностью политропной зависимостью

$$p(z) = K\rho^\gamma(z). \quad (1.2)$$

Гравитационное равновесие подобных одиночных дисков и вопросы их устойчивости рассматривались Голдрейхом и Линден-Беллом [3] путем введения фиктивного гравитационного поля —  $\Omega^2 r$ . В работе [4] нами были обобщены эти результаты, принимая во внимание сферондальный характер недисковых подсистем галактик. Выяснилось, что гравитация сферондальных подсистем может обеспечить слоистую структуру вращающейся вложенной массы и оказать существенное влияние на ее устойчивость.

Однако, ввиду математических трудностей, связанных с конечной толщиной слоя, в работах [3, 4] не удавалось получить полное дисперсионное уравнение (кроме случая  $\gamma = \infty$ ), и исследования проводились лишь в окрестностях точки  $\omega = 0$ . Между тем, как указывается в работе [5], учет структуры слоя в  $z$  направлении (толщины слоя) не приводит к каким-либо значительным эффектам в вопросах устойчивости, в то время как эффекты давления существенны.

2. *Равновесное состояние.* В работе [4] было показано, что слоистая структура вращающейся массы внутри однородного гравитирующего сфероида возможна в случае, если

$$\Omega^2 = 2\pi G\rho_* A_*, \quad (2.1)$$

где

$$A_* = 1 - \frac{1}{2} C_* = \frac{V}{e_*^3} \sqrt{1 - e_*^2} (\text{arc sin } e_* - e_* \sqrt{1 - e_*^2}), \quad (2.2)$$

$\Omega$  — угловая скорость вращения вложенной массы,  $e_*$ ,  $\rho_*$  — соответственно эксцентриситет и плотность массы сферондальной подсистемы. При этом распределение газа внутри сфероида описывается системой уравнений

$$\frac{dp}{dz} = \rho(z) \frac{dV}{dz} - 2\pi G C_* \rho_* \rho(z) z; \quad \frac{d^2 V}{dz^2} = -4\pi G \rho(z), \quad (2.3)$$

где  $V(z)$  — гравитационный потенциал диска, а  $C_*(e_*)$  дается формулой (2.2).

Для исследования распространения спиральных возмущений в плоскости диска в гидродинамическом приближении необходимо получить уравнение состояния, связывающее поверхностные значения плотности массы ( $\sigma$ ) и давления ( $\Pi$ ).

$$\sigma = \int \rho(z) dz; \quad \Pi = \int p(z) dz, \quad (2.4)$$

где интегрирование производится по всей толщине газового диска.

Подставляя (1.2) в (2.3) и исключая  $V(z)$ , находим уравнение

$$x^{2(\gamma-2)} \left( \frac{dx}{dz} \right)^2 = \frac{8\pi G}{K \gamma^2 \rho_0^{\gamma-2}} \left[ 1 - x^2 + \frac{a\gamma}{\gamma-1} (1 - x^{\gamma-1}) \right]; \quad \gamma \neq 1, \\ \left( \frac{dx}{dz} \right)^2 = \frac{8\pi G \rho_0}{K} x^2 (1 - x - a \ln x); \quad \gamma = 1. \quad (2.5)$$

Здесь введены безразмерные параметры

$$x(z) = \frac{\rho(z)}{\rho_0}; \quad a = \frac{\rho_*}{\rho_0} C_*, \quad (2.6)$$

где  $\rho_0$  — значение пространственной плотности газа в плоскости симметрии диска. Зависимость параметра  $a$  от эксцентриситета  $e_*$  слаба, так как в области изменения  $e_*$  ( $0 \leq e_* \leq 1$ ) имеем  $(2/3) \leq C_* \leq 2$ , следовательно порядок величины  $a$  определяется значением отношения плотностей  $\rho_*/\rho_0$ .

Решение уравнений (2.5) определяет ход плотности газа с высотой  $z$  в диске. В частности, при  $\gamma = 2$  имеем

$$x(z) = (a + 1) \cos \left( z \sqrt{\frac{2\pi G}{K}} \right) - a. \quad (2.7)$$

Очевидно, что это распределение зависит от параметров сфероида.

Подставляя решение (2.5) в (2.4), для  $\sigma$  находим

$$\sigma = \left( \frac{2K}{\pi G} \right)^{1/2} \rho_0^{\gamma/2} g_\gamma(a) \equiv \sigma_0 g_\gamma(a), \quad (2.8)$$

где  $\sigma_0$  — поверхностная плотность диска без учета влияния сфероидальных подсистем, а  $g_\gamma(a)$  — весовые функции, учитывающие это влияние:

$$g_1(a) = \frac{\gamma}{2} \int_0^1 \frac{x^{\gamma-1} dx}{\left| 1 - x^\gamma + \frac{a^\gamma}{\gamma-1} (1 - x^{\gamma-1}) \right|^{1/2}}; \quad \gamma \neq 1, \quad (2.9)$$

$$g_2(a) = \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{dx}{(1 - x - a \ln x)^{1/2}}; \quad \gamma = 1.$$

В частности, для  $\gamma = 2$  имеем явное выражение

$$g_2(a) = \sqrt{1 + 2a} - a \arccos \frac{a}{a+1}. \quad (2.10)$$

На рис. 1 приведены графики функций  $g_1(a)$  и  $g_2(a)$ . Различие между ними мало и поэтому учитывать зависимость весовой функции от  $\gamma$  нет необходимости. Но ее зависимость от отношения плотностей сфероида и диска, т. е. от  $a$ , выражена достаточно резко.

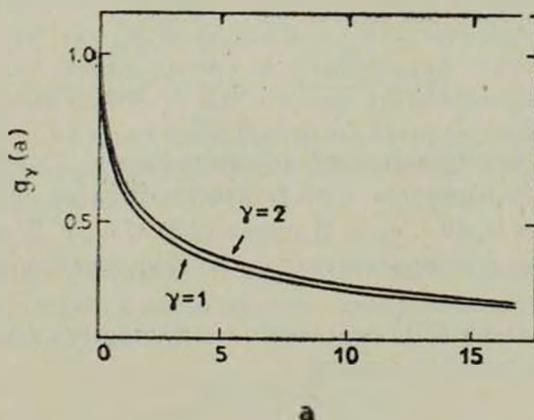


Рис. 1.

Аналогичным образом находим для поверхностного давления:

$$P = \frac{\Gamma(2 - 1/\gamma)}{\Gamma(5/2 - 1/\gamma)} \left( \frac{K^3}{2G} \right)^{1/2} \rho_0^{3/2-1/\gamma} f_\gamma(a) = P_0 f_\gamma(a), \quad (2.11)$$

где  $P_0$  — поверхностное давление в диске без учета влияния сфероида, а  $f_\gamma(a)$  — весовые функции для поверхностного давления диска в сфероиде:

$$f_1(a) = \frac{\gamma}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(5/2 - 1/\gamma)}{\Gamma(2 - 1/\gamma)} \int_0^1 \frac{x^{2(\gamma-1)} dx}{\left[1 - x^\gamma + \frac{a^\gamma}{\gamma-1}(1 - x^{\gamma-1})\right]^{1/2}}, \quad \gamma \neq 1,$$

$$f_1(a) = g_1(a), \tag{2.12}$$

$$f_2(a) = \frac{2}{\pi} \left[ (1 + 2a + 3a^2) \arccos \frac{a}{a+1} - 3a \sqrt{1 + 2a} \right].$$

Различие между функциями  $f_\gamma(a)$  с разными  $\gamma$  также невелико.

Исключая из уравнений (2.8) и (2.11) величину  $\rho_0$ , получим двумерное уравнение состояния, связывающее поверхностные давление и плотность в газовом диске:

$$\Pi = K_\gamma(a) \tau^{3-2\gamma}, \tag{2.13}$$

где

$$K_\gamma(a) = K_\gamma^0 \chi_\gamma(a), \tag{2.14}$$

$K_\gamma^0$  — коэффициент в (2.13) для одиночных дисков [5].

$$K_\gamma^0 = (2\pi)^{1-1/\gamma} \frac{\Gamma^2(2 - 1/\gamma)}{\Gamma(4 - 2/\gamma)} \frac{K^\gamma}{G^{1/\gamma-1}}, \tag{2.15}$$

$\chi_\gamma(a)$  — учитывает эффект звездной составляющей,

$$\chi_\gamma(a) = f_\gamma(a) [g_\gamma(a)]^{2\gamma-3}. \tag{2.16}$$

В случае  $\gamma = 1$  имеем  $\chi_1 \equiv 1$ , а для других значений  $\gamma$  величина  $\chi_\gamma(a)$  растет с ростом  $a$ .

Вычислим скорость звука в газовом диске в «поверхностных» параметрах

$$v_g = \left(\frac{d\Pi}{d\tau}\right)^{1/2} = \pi^{1/4} \left[ \frac{\Gamma(2 - 1/\gamma)}{\Gamma(3/2 - 1/\gamma)} (K_\gamma^0)^{\gamma-1} \right]^{1/2} \left[ \frac{f_\gamma(a)}{g_\gamma(a)} \right]^{1/2}. \tag{2.17}$$

Последний множитель в правой части, представляющий зависимость  $v_g$  от параметра  $a$ , строго равен единице при  $\gamma = 1$  и мало отличается от единицы для других значений  $\gamma$ . Например, при  $\gamma = 2$  максимальное его значение равно 1.01. Так что в интересующих нас случаях будем принимать

$$f_\gamma(a)/g_\gamma(a) \approx 1; \quad v_g \approx v_s, \tag{2.18}$$

т. е. внешний сфероид не приводит к изменению скорости звука в газе.

3. *Спиральные волны плотности во вложенном диске.* Запишем уравнения, описывающие движение газа в плоскости диска с учетом поверхностных параметров и вязкости.

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \vec{u} = -\frac{1}{\sigma} \nabla \Pi + \nabla V + \nu \Delta \vec{u} + \left( \zeta + \frac{\nu}{3} \right) \text{grad div } \vec{u},$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \varepsilon + \varepsilon \text{div } \vec{u} = 0, \quad (3.1)$$

$$\Delta V = -4\pi G \sigma_0(z); \quad \Pi = K_1(a) \varepsilon^{3-2\Gamma}.$$

В этих уравнениях  $\vec{u}$  — вектор скорости газа в плоскости диска,  $V$  — гравитационный потенциал, зависящий от координат в плоскости диска ( $r, \vartheta$ ) в уравнении движения, и от координат  $r, \vartheta, z$  — в уравнении Пуассона. В системе (3.1) сохранены вязкие члены, в том числе и вторая вязкость, характеризующая роль релаксационных процессов. Ниже мы обсудим, что следует понимать под вязкостью при рассмотрении волн плотности.

Система (3.1) линеаризуется обычным методом. Для случая спиральных волн в приближении ВКБ возмущения записываются в виде

$$\exp \{ i(\omega t - m\vartheta + kr) \}, \quad (3.2)$$

и для искомого дисперсионного уравнения получаем

$$\left[ \nu k^2 + i(\omega - m\Omega) \right] \left[ k^2 v_s^2 - 2\pi G \sigma_0 |k| - (\omega - m\Omega)^2 + \right. \\ \left. + i(\omega - m\Omega) \left( \zeta + \frac{4}{3} \nu \right) k^2 \right] + i(\omega - m\Omega) x^2 = 0. \quad (3.3)$$

Здесь мы заменили  $2\Omega$  на эписциклическую частоту  $x$ , где

$$x^2 = \frac{1}{r^3} \frac{d}{dr} (r^4 \Omega^2), \quad (3.4)$$

чтобы учесть слабые неоднородности вращения.

Дисперсионное уравнение (3.3) обобщает (1.1) на случай учета влияния сферической подсистемы (заменой  $\sigma_0$  на  $\varepsilon = \varepsilon_0 g_1(a)$ ) и учета влияния вязкости.

В этом разделе при рассмотрении следствий дисперсионного уравнения (3.3) пренебрежем влиянием вязкости. Поэтому запишем

$$(\omega - m\Omega)^2 = x^2 + v_s^2 k^2 - 2\pi G \sigma_0 |k| g_1(a). \quad (3.5)$$

Отсюда следует, что с ростом отношения плотностей сфероида и диска, и увеличения эксцентриситета  $e_*$  уменьшается эффект «тяжелого» звука. В частности, этот эффект изменяет условие устойчивости диска. Диск устойчив, если при всех возможных значениях волнового числа  $k$  имеем  $(\omega - m\Omega)^2 > 0$ . Отсюда получаем критерий устойчивости

$$v_s > \frac{\pi G \bar{\rho}_0}{\chi} g_1(a), \quad (3.6)$$

отличающийся от известной формулы [5] на множитель  $g_1(a)$ . Таким образом, газовый диск с учетом сфероидальной подсистемы устойчив при меньших значениях скорости звука, чем одиночный диск. Увеличение эксцентриситета сфероида также приводит к стабилизации диска.

Итак, гравитационный учет влияния сферической составляющей приводит к большей стабилизации диска по отношению к возбуждению и раскачке волн плотности. С другой стороны, кинетический эффект влияния сферической составляющей может, наоборот, приводить к раскачке этих волн благодаря явлению, аналогичному пучковой неустойчивости. Обычно при рассмотрении кинетических эффектов влияния сферических подсистем не учитывается сфероидальный характер их эквипотенциальных поверхностей. Из сказанного выше следует, что общая теория спиральных волн плотности внутри дисков галактик должна учитывать как кинетические, так и гравитационные эффекты.

В соотношении (3.6) величины  $\bar{\rho}_0$ ,  $\chi$ ,  $v_s$ , вообще говоря, должны быть связанными условиями гидростатического равновесия диска внутри сфероидальной подсистемы. Они считаются независимыми только в случае одиночных дисков.

Подобная зависимость между указанными параметрами нами получена в предыдущем разделе для случая однородных по плотности сфероидов и дисков и твердотельного вращения. Полагая  $\chi = 2\Omega$  и используя формулы (2.1), (2.8), (2.11) и (2.17), получим вместо (3.6)

$$\frac{A_*}{C_*} > \frac{\Gamma(3/2 - 1/\gamma)}{8 \sqrt{\pi} \Gamma(2 - 1/\gamma)} \frac{g_1(a)}{a}. \quad (3.7)$$

На графике рис. 2 нанесены левая и правая части этого неравенства как функции от  $e_*$  и  $a$  соответственно. Этот график совместно с формулой (2.6) позволяет определить критерий устойчивости диска, находящегося в равновесии внутри сфероида при заданных значениях  $\rho_*/\bar{\rho}_0$  и  $e_*$ .

Следует подчеркнуть, что хотя критерий (3.7) соответствует случаю идеализированной модели — однородность распределения плотности по радиусу диска, твердотельность вращения, все же он является более строгим с теоретической точки зрения, чем обычно используемый критерий типа

(3.6), где величины  $\sigma_0$ ,  $\nu$ ,  $\nu_*$  считаются заданными. Критерий (3.7) отвечает случаю, когда как условия равновесия диска, так и его устойчивость определяются полной системой уравнений. Правда, сопоставление конкретных числовых значений, полученных из критерия (3.7), с данными наблюдений реальных галактик затруднено, в частности, и тем, что реальные галактики заметно отличаются от использованных здесь идеализированных моделей. Но качественные выводы, полученные при строгих решениях задачи, остаются справедливыми.

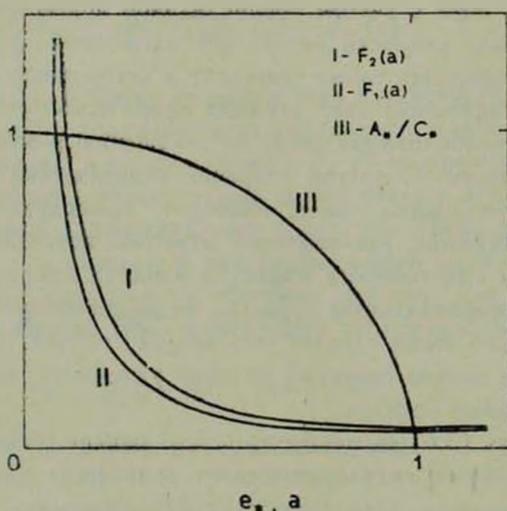


Рис. 2.

Из графика на рис. 2 видно, что при малых  $a$  (т. е. при  $\rho_0 \gg \rho_*$ ) диск неустойчив. Этот результат очевиден, так как твердотельно вращающийся диск не является фигурой равновесия одиночной массы (гидростатическое равновесие при этом не допускает слоистую структуру). Поэтому Голдрейх и Линден-Белл, рассматривая равновесие и устойчивость одиночных дисков, вводили фиктивное гравитационное поле  $-\Omega^2 r$ , что и обеспечивало равновесие [3].

Из рис. 2 следует, что небольшое увеличение отношения  $\rho_*/\rho_0$  стабилизирует диск. Наибольшим стабилизирующим действием (при учете равновесия вложенного диска) обладают шаровые системы ( $e_* = 0$ ), поскольку здесь наибольшая скорость вращения диска  $\Omega^2 = (4\pi/3) G \rho_*$ . Для примера приведем значения отношения плотностей  $\rho_*/\rho_0$ , необходимые для стабилизации диска при разных значениях  $\gamma$ ,  $e_*$ :

$$\frac{\rho_*}{\rho_0} > \begin{cases} 0.37 & \gamma = 1 \\ 0.26 & \gamma = 2 \end{cases} e_* = 0 \quad (3.8)$$

$$\begin{cases} 0.75 & \gamma = 1 \\ 0.58 & \gamma = 2 \end{cases} e_* = 0.8.$$

Как видно, выгодными для стабилизации диска являются большие значения  $\gamma$  и меньшие  $e_*$ .

Из полученных соотношений следует, что образование устойчивых дисков в сплюснутых галактиках происходит на стадии, когда масса этих дисков относительно мала, а старых звезд уже много. Возможно поэтому, что неправильные галактики не образуют дисков потому, что здесь нет сфероидальной составляющей, обеспечивающей их устойчивость.

Численные значения отношения  $\rho_*/\rho_0$ , которые обеспечивают устойчивость дисков, примерно соответствуют наблюдаемым значениям этого отношения в реальных спиральных галактиках, где диск имеет четкую форму. Однако известно, что на периферии галактик диск становится неустойчивым (изгибы плоскости симметрии, высокоширотные облака). Этой задаче соответствует исследование равновесия и устойчивости газа за пределами сфероидальных подсистем, где распределение уже не имеет дисковой формы [6]. Исследования в настоящей работе относятся только к дискам внутри звездных систем. Хотя мы здесь рассмотрели диски внутри сплюснутых систем, но отметим, что исследования справедливы также для дисков внутри вытянутых звездных подсистем. Для этого следует в формуле (2.2) заменить  $e_*$  на эксцентриситет вытянутого сфероида  $l_*$ :  $e_* \rightarrow \frac{l_*}{a} \sqrt{1 - l_*^2}$ .

4. *Вековая неустойчивость плоских подсистем галактик.* Обычная молекулярная вязкость межзвездного газа мала, а характерные масштабы волны плотности велики, так что обычной вязкостью, как правило, пренебрегают.

В действительности картина сложнее. Во-первых, в спиральных волнах плотности возникают ударные волны, в которых происходит существенная диссипация энергии. Во-вторых, здесь происходит распад межзвездного газа на двухфазную систему — часть газа конденсируется в облака, что сопровождается высвечиванием части энергии волны. В-третьих, столкновения облаков между собой тоже приводят к переносу импульса и энергии от слоя к слою. С другой стороны, в спиральных рукавах образуются массивные звезды с быстрой эволюцией. Они создают свои зоны НII, еще находясь в пределах спиральной волны плотности. Взаимодействие зон НII с окружающим газом приводит к ускорению облаков межзвездного газа, т. е. в конечном счете передаче энергии и импульса от звезды к га-

зу [7, 1]. Иными словами, в спиральных рукавах происходит освобождение термоядерной энергии и передача ее межзвездному газу.

Приведенные выше явления можно описать введением некоторых эффективных вязкостей. Например, затухание спиральной волны из-за столкновений облаков между собой может быть описано эффективной вязкостью

$$\nu_{\text{эфф}} \approx \frac{1}{3} v_*^2 \tau_* \quad (4.1)$$

где  $v_*$  — характерная скорость облаков,  $\tau_*$  — время их свободного пробега. Полагая  $v_* \approx 10$  км/сек,  $\tau_* \approx 10^7$  лет, находим  $\nu_{\text{эфф}} \approx 10^{26}$  см<sup>2</sup>/сек.

Ускорение межзвездного газа при образовании внутри спиральных волн зон НII можно описать с помощью отрицательного значения второго коэффициента вязкости  $\zeta_{\text{эфф}}$ , поскольку этот эффект связан с некоторым временем релаксации. Так как время эволюции звезды до образования зоны НII также порядка десятков миллионов лет, то численное значение  $\zeta_{\text{эфф}}$  также порядка  $10^{26} - 10^{27}$  см<sup>2</sup>/сек.

Эффективные значения вязкостей можно подставить в уравнение (3.1) вместо их молекулярных значений, так что в (3.5) под  $\nu$  и  $\zeta$  можно понимать определенные выше эффективные величины  $\nu_{\text{эфф}}$  и  $\zeta_{\text{эфф}}$ .

Эффекты вязкости  $\nu_{\text{эфф}}$  в протогалактическом облаке перед стадией «бурного звездообразования» обсуждены в работе [8]. Рассматривая кольцевые возмущения во вращающемся цилиндре (диске), в указанной работе получено дисперсионное уравнение, которое совпадает с (3.5), если в последнем положить  $m=0$ ,  $g_1(a)=1$ ,  $\zeta_{\text{эфф}}=0$ . Авторами работы [8] показано, что наличие вязкости приводит к неустойчивости рассматриваемых ими систем относительно кольцевых возмущений и приведены аргументы в пользу того, что найденная неустойчивость может являться одним из возможных механизмов образования кольцевой структуры галактик.

Полученное в настоящей работе дисперсионное уравнение качественно мало отличается от уравнения, рассмотренного авторами работы [8]. Поэтому здесь рассмотрим лишь те результаты, которые связаны с добавочными членами.

Уравнение (3.5) имеет три моды решения — две из них представляют обычные спиральные волны, а третья мода не имеет волнового характера.

Полагая в (3.5) члены с  $\nu_{\text{эфф}}$  и  $\zeta_{\text{эфф}}$  малыми, получаем для декремента затухания волны  $\mu$

$$\mu = \frac{1}{3} \left[ \zeta_{\text{эфф}} + \nu_{\text{эфф}} \left( \frac{4}{3} + \frac{x^2}{(\omega - m\Omega)^2} \right) \right] k^2, \quad (4.2)$$

где  $x/(\omega - m\Omega)$  определено дисперсионным соотношением без учета вязкости. Соотношение (4.2) определяет характерное время затуха-

ния волны как  $1/\mu$ . Если  $\tau_{эфф} < 0$  и  $|\tau_{эфф}|$  больше второго члена, то  $1/\mu$  есть характерное время заметного увеличения амплитуды спиральной волны плотности. Полагая  $\pi/k$  равным расстоянию между спиральными рукавами, т. е. порядка  $1 \text{ клс}$ , и принимая  $\nu_{эфф} \approx 10^{16} \text{ см}^2/\text{сек}$ , находим, что характерное время изменения амплитуды волны порядка  $10^8 \text{ лет}$ .

Решение уравнения (3.5), соответствующее третьей моде, имеет следующий вид:

$$i\omega = \nu_{эфф} \frac{2\pi Gz |k| - k^2 v_s^2}{k^2 v_s^2 - 2\pi Gz |k| + z^2} k^2 + im\Omega. \quad (4.3)$$

Подставляя это выражение в (3.2), находим, что возмущения, соответствующие третьей моде, меняются со временем по закону

$$\exp \left\{ \nu_{эфф} \frac{2\pi Gz |k| - k^2 v_s^2}{k^2 v_s^2 - 2\pi Gz |k| + z^2} k^2 t + i[m(\Omega t - \theta) + kr] \right\}. \quad (4.4)$$

Отсюда видно, что при

$$|k| < \frac{2\pi Gz}{v_s^2} = \frac{2\pi Gz_0}{v_s^2} g_1(a) \quad (4.5)$$

в (4.4) имеется экспоненциально растущая часть.

Иными словами, при учете вязкости в диске появляется вековая неустойчивость спиральных возмущений с характерными волновыми числами (4.5), т. е. с размерами

$$\lambda > \lambda_J(a) = \frac{2\pi}{|k|} = \frac{v_s^2}{Gz_0 g_1(a)}, \quad (4.6)$$

где  $v_s^2/Gz_0$  есть длина неустойчивости по Джинсу, которая получается в одиночном вращающемся диске с учетом вязкости [8]. Формулы (4.5) и (4.6) также показывают, что сфероидальная подсистема частично стабилизирует эту неустойчивость, увеличивая длину неустойчивых возмущений.

Вековая неустойчивость исчезает при  $\nu_{эфф} \rightarrow 0$ . На первый взгляд вывод о том, что учет даже очень малой вязкости приводит к неустойчивости диска, кажется неожиданным, но в действительности он аналогичен известному в теории фигур равновесия результату о неустойчивости сфероидов Маклорена в точке бифуркации. Как показывается в этой теории [9], при учете даже самой незначительной вязкости, сфероиды с нейтральной модой колебаний ( $\omega = 0$ ) переходят в трехосные эллипсоиды Якоби.

В работе [10] было показано, что в теории вложенных сфероидов тоже имеется точка бифуркации, причем влияние внешних подсистем перемещает ее вправо, т. е. увеличивает эксцентриситет устойчивых сфероидов. В слу-

чае дисков со спиральными возмущениями (здесь «точке бифуркации» соответствует значение  $\omega - m\Omega = 0$ ) внешний сфероид увеличивает критическую длину неустойчивости, т. е. перемещает ее максимум ближе к краю диска.

Автор с искренней признательностью отмечает неоценимую помощь, поддержку и доброжелательность С. А. Каплана, которые неизменно оказывались ему в течение продолжительной совместной работы.

Ереванский государственный  
университет

## THE DENSITY WAVES IN THE INCLOSED DISCS

M. G. ABRAHAMIAN

The spiral density waves in the rotating self-gravitating gaseous disc are considered on account of gravitational influence of the spheroidal stellar system. The stabilising influence of the spheroidal subsystem on the considered waves has been established.

The problem of secular instability of flat subsystem of galaxies also considered.

### ЛИТЕРАТУРА

1. S. A. Kaplan, S. B. Pikelner, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 12, 113, 1974.
2. Л. С. Марочник, А. А. Сучков, *УФН*, 112, 275, 1974.
3. P. Goldreich, D. Lynden-Bell, *M. N.*, 130, 974, 1965.
4. М. Г. Абрамян, Р. С. Оганесян, *Астрофизика*, 14, 129, 1978.
5. C. Hunter, *Ann. Rev. Fluid Mod.*, 4, 219, 1972.
6. М. Г. Абрамян, *МНР ЕГУ*, 2(22), 86, 1975.
7. P. Bierman, *Astron. Astrophys.*, 22, 407, 1973.
8. Ю. Н. Мишуков, В. М. Псфтиев, А. А. Сучков, *Астрон. ж.*, 53, 268, 1976.
9. С. Чандрасекар, *Эллипсоидальные фигуры равновесия*, Мир, М., 1973.
10. М. Г. Абрамян, *Астрофизика*, 11, 487, 1975.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 523.152.2

## СТРОЕНИЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИФFUЗНЫХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

Л. Н. АРШУТКИН, И. Г. КОЛЕСНИК

Поступила 12 января 1978

Пересмотрена 30 августа 1978

Приведены результаты численного счета моделей сферически-симметричных облаков, находящихся под действием внешнего давления. Рассмотрен тепловой баланс облаков. С этой целью рассчитывается ультрафиолетовое поле излучения внутри облака, химическое равновесие для элементов. Расчеты проведены для случая, когда основную роль в охлаждении облака играет нейтральный и ионизованный углерод. Рассмотрены облака с массами до  $700 M_{\odot}$  при внешних давлениях от 800 до  $3000^{\circ}\text{K см}^{-3}$ . Найдено, что при типичных для галактического диска условиях облака имеют плотные,  $\mu \geq 200 \text{ см}^{-3}$ , и холодные,  $T \sim 20-30^{\circ}\text{K}$ , центральные области, состоящие в основном из молекулярного водорода. Получены значения критических масс квазистатических облаков в зависимости от внешнего давления. Показано, что в диске Галактики могут существовать облака с массами не более  $500-600 M_{\odot}$ . Это значение примерно в 1,5 раза меньше изотермического решения. Обсуждается проблема образования массивных газо-пылевых комплексов.

Тепловая неустойчивость межзвездной среды (см., например, [1]) позволяет формулировать задачу о строении квазистатических холодных облаков, погруженных в горячую разреженную среду, удерживаемых в равновесии внешним давлением. Такие исследования необходимы для интерпретации все возрастающего потока наблюдательных данных о молекулярных облаках, а также для работ по проблеме образования звезд.

В данной работе приводятся результаты численных расчетов строения межзвездных облаков, обсуждаются их свойства и проблема существования массивных газо-пылевых комплексов. В качестве модели рассматривается квазистатическое, сферически симметричное облако заданной массы  $M$ , поддерживаемое в равновесии самогравитацией и внешним давлением  $P_0$ . Температурный режим в облаке определяется внешними источни-

ками нагрева и внутренними механизмами охлаждения. Влияние вращения, турбулентии и магнитных полей на структуру облака не учитывается. В этом случае распределение плотности  $\rho$  и температуры  $T$  в облаке описывается уравнениями гидростатического равновесия, дополненными уравнениями энергетического баланса

$$\Gamma(\rho, x) = \Lambda(\rho, T, x), \quad (1)$$

и химического равновесия

$$\sum_j \varepsilon_{ij}(\rho, T, x) = \sum_j L_{ij}(\rho, T, x). \quad (2)$$

Здесь  $\Gamma$  и  $\Lambda$  — суммарные скорости нагрева и охлаждения в единице объема, меняющиеся с глубиной  $x = R - r$ , где  $R$  — радиус облака, являющийся искомой величиной,  $\varepsilon$  и  $L$  — скорости образования и разрушения  $j$ -го элемента,  $j = 1, \dots, n$ ;  $n$  — количество рассматриваемых химических элементов.

Для численного решения уравнений облако разделяется на 150 неодинаковых слоев по массе. Исходная система уравнений сводится к прогночному уравнению для определения распределения плотности, с помощью которой затем определяются распределения температуры, радиуса и других искомых величин. Уравнения и метод решения подробно описаны в работе [2].

В уравнениях (1) и (2) скорость нагрева и компонентный состав вещества в облаке в большой степени зависят от интенсивности ультрафиолетового излучения. Ультрафиолетовое излучение эффективно поглощается пылевыми частицами, при фотодиссоциации молекул  $H_2$  и при ионизации тяжелых элементов с потенциалом ионизации меньше 13.6 эв. Молекулярный водород поглощает во вращательно-колебательной серии Лаймана. В данной работе учитывается поглощение при колебательных переходах  $v = 0 \rightarrow v' = 0, \dots, 19$  в трех вращательных состояниях,  $R(0)$ ,  $R(1)$ ,  $P(1)$ . Аналогичная задача рассматривалась в работе Холленбаха, Вернера, Солпетера [3].

Пылевые частицы, в отличие от  $H_2$ , поглощают излучение всех длин волн. Расчет поглощения пылинками основан на эмпирических данных о избытках цвета  $E_{i-v}$ ,  $E_{B-v}$  [4, 5], связанных с сечением поглощения пылевыми частицами на длине волны  $i$  соотношением

$$\varepsilon_n(i) = \varepsilon_n(V) \left( 1 - \frac{1}{R} \frac{E_{i-v}}{E_{B-v}} \right). \quad (3)$$

Здесь  $\varepsilon_n(V)$  — сечение поглощения пылинок в  $V$ -полосе,  $R = A_V E_{B-v}$ ,  $A_V$  — полное визуальное поглощение. В расчетах использовались ве-

личины  $\xi_n(\nu) = 2.6 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$ ,  $R = 3$ . Здесь  $\xi_n$  — относительное содержание пылинок по числу частиц.

Основным источником поглощения ультрафиолетового излучения среди тяжелых элементов является углерод, который поглощает в непрерывном спектре в области  $\lambda < 1099 \text{ \AA}$ . Определив таким образом полную оптическую толщину  $\tau_0 = \tau_{\text{H}_2} + \tau_n + \tau_c$ , находим для интенсивности излучения на глубине  $x$

$$J(\nu, x) = \pi c I_0(\nu) \exp(-\tau_0),$$

где  $I_0(\nu)$  — интенсивность падающего излучения, для которой использован спектр, рассчитанный Гандкейликарсом и Вильсоном [6],  $c$  — множитель, приближенно учитывающий интегрирование излучения по телесным углам. Следуя Глазгольду и Лангеру [7], принимаем для непрерывного спектра  $c_{\text{непр.}} = 3$ , а для линий —  $c_{\text{лин.}} = 1$ .

Таблица 1  
ХИМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ И ИХ СКОРОСТИ

Реакции	Скорости реакции	Литература
$\text{H} + \text{H} \xrightarrow{\text{пмвд}} \text{H}_2$	$\tau_1 = 3 \cdot 10^{-17}$	
$h\nu + \text{H}_2 \rightarrow \text{H} + \text{H}$	$\tau_2 = \eta$	
$p + \text{H} - \text{H}^+ + e$	$\tau_3 = 1.5 \cdot 10^{-16}$	[26]
$p + \text{H}_2 - \text{H}_2^+ + e$	$\tau_4 = 2.3 \cdot 10^{-16}$	"
$p + \text{H}_2 - \text{H}^+ + \text{H} + e$	$\tau_5 = 4.6 \cdot 10^{-18}$	"
$p + \text{H}_2 - \text{H} + \text{H}$	$\tau_6 = 1.15 \cdot 10^{-16}$	"
$e + \text{H}^+ - \text{H} + h\nu$	$\tau_7 = 2 \cdot 10^{-10} T^{-0.7}$	[13]
$e + \text{H}_2^- - \text{H} + \text{H}$	$\tau_8 = 6 \cdot 10^{-8} T^{-1.2}$	[27]
$\text{H}^+ + \text{H}^- - \text{H} + \text{H}$	$\tau_9 = 1.6 \cdot 10^{-6} T^{-0.45}$	[28]
$e + \text{H} - \text{H}^+ + h\nu$	$\tau_{10} = 6.94 \cdot 10^{-19} T$	[29]
$\text{H} + \text{H}^- - \text{H}_2 + e$	$\tau_{11} = 1.3 \cdot 10^{-9}$	[30]
$\text{H}_2^+ + \text{H} - \text{H}_2 + \text{H}^+$	$\tau_{12} = 6 \cdot 10^{-10}$	[31]
$\text{H} + \text{H}^- - \text{H}_2^- + h\nu$	$\tau_{13} = 5 \cdot 10^{-24} T^2$	[32]
$e + \text{C}^+ - \text{C} + h\nu$	$\tau_{14} = 10^{-10} T^{-0.5} (1.25 - 0.248 \lg T)$	[33]
$h\nu + \text{C} - \text{C}^+ + e$	$\tau_{15} = w$	

Химические процессы, которые учитывались в расчетах, приведены в табл. 1. Скорость фотоионизации  $\text{H}_2$  определяется формулой

$$\eta(x) = \sum_i h_i k_i \int_0^\infty J(\nu, x) \tau_i(\nu) d\nu,$$

где  $k_i$  — вероятность диссоциации,  $\sigma_i$  — сечение возбуждения,  $h_1 = 1/4$  для параводорода и  $h_2 = 3/4$  для ортоводорода. Значения  $k_i$  брались из работы [8]. Скорость фотодиссоциации атомов углерода равна

$$w(x) = \int_{912}^{1099} \sigma_C(\lambda) J(\lambda, x) d\lambda.$$

При расчете уравнения энергетического баланса (1) учитывались следующие механизмы нагрева:

1) нагрев при фотодиссоциации молекул  $H_2$  [9]. Скорость нагрева равна

$$\Gamma_1 = \tau_1(x) n(H_2) \Delta E_1 \quad (\text{эрг см}^{-3} \text{сек}^{-1}),$$

где  $\Delta E_1$  — среднее количество энергии, идущее на нагрев в результате фотодиссоциации:

2) нагрев фотоэлектронной эмиссией с пылевых частиц [10]. Скорость нагрева описывается уравнением [11]

$$\Gamma_2 = n_n \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma_n(\lambda) y(\lambda) \Delta E_n(\lambda) J(\lambda, x) d\lambda,$$

где  $n_n$  — концентрация пылинок,  $y(\lambda)$  — эффективность выбивания электронов,  $\Delta E_n(\lambda)$  — избыточная энергия, идущая на нагрев,  $\lambda_1$  — предельное значение длины волны излучения, способного эффективно выбивать электроны. Согласно [10]  $\lambda_1 \approx 1240 \text{ \AA}$ ;

3) нагрев при образовании  $H_2$  на поверхности пылинок [12]. Скорость нагрева равна

$$\Gamma_3 = \alpha_1 n(H) n_p \Delta E_3,$$

где  $\alpha_1$  — скорость образования  $H_2$  на пыли. При  $T \lesssim 100 \text{ K}$ ,  $\alpha_1 \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ (см}^3 \text{сек}^{-1})$ ,  $\Delta E_3 = 3 \text{ эв}$ ;

4) нагрев космическими лучами с энергией  $2 \text{ Мэв}$  [13]. Для скорости нагрева при ионизации  $H$ ,  $He$ ,  $H_2$  имеем [7]:

$$\Gamma_4 = [1 + \xi(He)] \alpha_p n_p (8 \text{ эв} + f 7.6 \text{ эв}),$$

где  $\xi(He) = n(He)/n_p$ ,  $\alpha_p = 10^{-16}$  — скорость ионизации водорода космическими лучами,  $f = 2n(H_2)/n_p$ .

Вклад рентгеновского излучения в нагрев не учитывается, так как оно поглощается во внешних слоях облака.

В условиях диффузных межзвездных облаков наиболее эффективным охладителем является углерод [14—17]. Для других механизмов, таких, как охлаждение пылью, молекулами CO, нужны достаточно высокие плотности [18, 19]. Скорости охлаждения  $S$  и  $S^+$  подробно рассмотрены в работах [14, 20].

Расчеты проведены для набора масс облаков при  $P_0$ , изменяющемся от 800 до  $3000^\circ\text{K см}^{-3}$ . На рис. 1 приведены распределения температуры и плотности по радиусу для облака с массой  $100 M_\odot$  при различных внешних давлениях. С увеличением  $P_0$  рост плотности к центру становится бо-

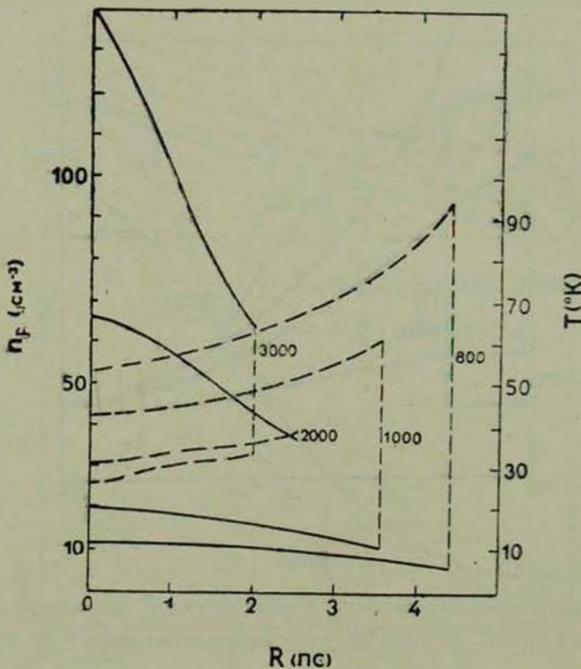


Рис. 1. Распределения плотности  $n_p$  (сплошные кривые) и температуры  $T$  (пунктирные кривые) по радиусу межзвездного облака с массой  $100 M_\odot$  при  $P_0 = 800, 1000, 2000, 3000^\circ\text{K см}^{-3}$ .

лее крутым, что связано с соответствующим уменьшением температуры в результате поглощения ультрафиолетового излучения во внешних слоях облака. Из рис. 2 видно, что облака с большими массами при одинаковом  $P_0$  имеют более крутой градиент плотности и температуры. Концентрация молекулярного водорода резко возрастает к центру массивных ( $M > 100 M_\odot$ ) облаков. На рис. 3 приведены распределения относительного

содержания атомарного и молекулярного водорода по радиусу облаков. Расчеты показывают, что при  $n_p \geq 200 \text{ см}^{-3}$  больше чем 95% водорода находится в молекулярной форме. Ультрафиолетовое поле излучения ослабляется внутри облаков до 10 раз. Несмотря на это, в рассматриваемых облаках практически весь углерод находится в состоянии СII. Поэтому основным источником охлаждения на всем протяжении облака является ионизованный углерод.

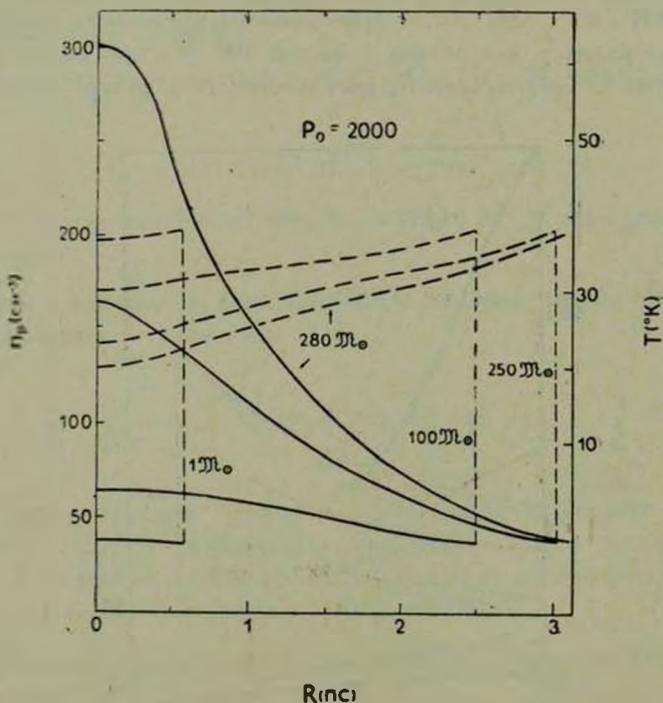


Рис. 2. Распределения плотности  $n_p$  и температуры  $T$  по радиусу для межзвездных облаков с массами 1, 100, 250, 280  $M_{\odot}$  при внешнем давлении  $P_0 = 2000 \text{ K см}^{-3}$ .

Из механизмов нагрева наиболее существенным оказывается нагрев фотоэлектронами, выбиваемыми с пылевых частиц. Значительный вклад вносят также нагрев при образовании  $\text{H}_2$  на пылинках и нагрев космическими лучами (см. рис. 4).

Таким образом, облака в несколько сот масс Солнца при типичных для межзвездной среды условиях имеют достаточно плотные ( $n_p > 200 \text{ см}^{-3}$ ) и холодные ( $T \sim 20\text{—}30^\circ\text{K}$ ) центральные области, состоящие в основном из молекулярного водорода. Молекулы CO не могут еще при таких условиях эффективно образовываться. Как известно [19], обра-

зование CO становится существенным при  $N_H > 1.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ , а в рассматриваемых облаках  $N_H$  не превышает  $1.2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-1}$  (см. табл. 2).

Таблица 2

 СРЕДНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ,  $N_H$  И  $A_V$ 

$P_0, \text{K см}^{-3}$	800			1000			2000			3000		
$\mathcal{X} (\mathcal{X}_C)$	100	560	700	100	280	560	100	250	280	100	140	175
$N_H \cdot 10^{20}$	1.3	4	5.6	1.8	3.4	7.5	4	8.7	12	6.3	8.5	11
$T (\text{K})$	64	46	42.5	48	41	35	32	29	26	29	27	24
$A_V$	0.05	0.18	0.27	0.09	0.15	0.36	0.17	0.44	0.58	0.30	0.45	0.63

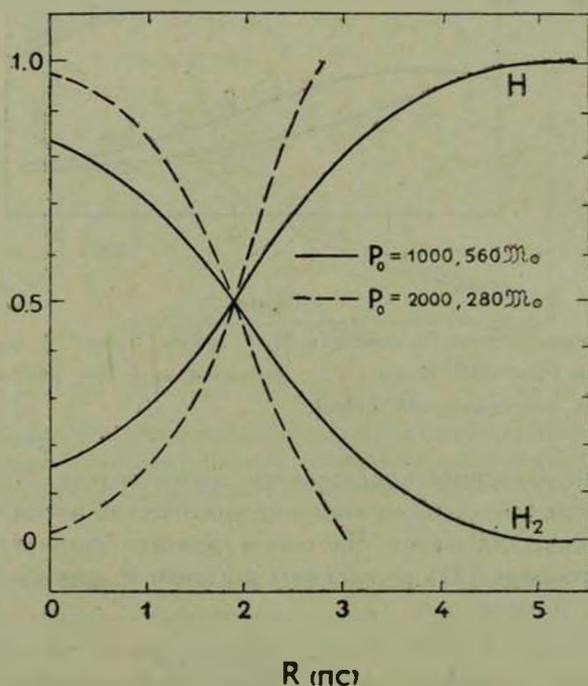


Рис. 3. Относительное содержание атомарного  $n(\text{H})/n_p$  и молекулярного водорода  $2n(\text{H}_2)/n_p$  в межзвездных облаках.

Из предыдущего видно, что рассчитанные модели облаков обладают свойствами, так называемых, диффузных облаков, имеющих  $A_V \leq 0.7$  (табл. 2) и являющихся главным источником межзвездного поглощения. Согласно нашим расчетам в условиях галактического диска могут существовать облака с радиусами до 4—5 пс и массами в несколько сот масс Солнца. Бо-

лее массивные облака в условиях спиральных рукавов оказываются неустойчивыми.

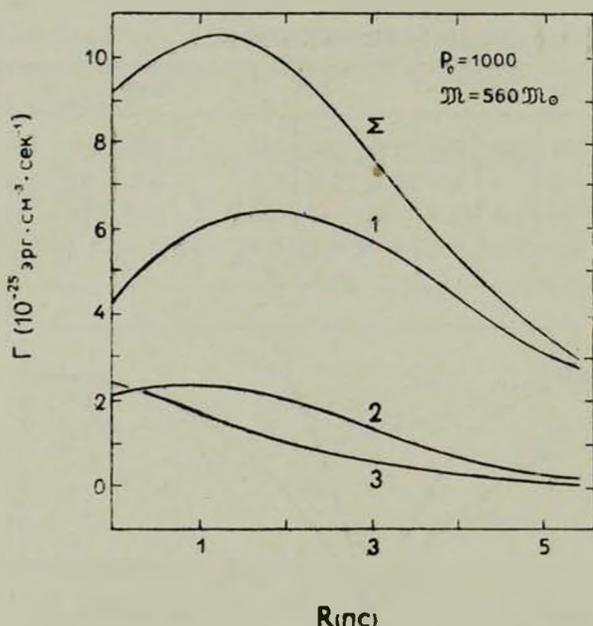


Рис. 4. Функции нагрева (в единицах  $10^{-25}$  эрг·см<sup>-3</sup>·сек<sup>-1</sup>) для облака с массой  $560 M_\odot$  при  $P_0 = 1000$  К·см<sup>-3</sup>. 1 — фотоэлектроны, 2 — образование H<sub>2</sub>, 3 — космические лучи,  $\Sigma$  — суммарный нагрев.

Рассмотрим зависимость предельной массы облака  $M_{\text{кр}}$  от внешнего давления. Прежде всего оценим величину критической массы, которую дает теория изотермических шаров. Численное решение уравнений равновесия изотермического шара [21] во внешнем давлении  $P_0$  для критической массы дает

$$M_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{17.563}{4\pi G^3 P_0} \left(\frac{RT}{\mu}\right)^3}. \quad (4)$$

На рис. 5 представлены зависимости  $M_{\text{кр}}$  от  $P_0$ . Пунктирная кривая получена с помощью формулы (4) для изотермических шаров с температурами, равными средним температурам рассчитанных моделей; вторая получена на основании численного решения. Численно  $M_{\text{кр}}$  определяется по неустойчивости итерационной схемы вычислений. Видно, что в действительности  $M_{\text{кр}}$  меньше, чем следует из (4), причем различие растет с умень-

шением  $P_0$ . Это связано с наличием градиента температуры в облаке, способствующего потере устойчивости. С ростом внешнего давления возрастает плотность на поверхности облака, уменьшаются его радиус и градиент температуры. Например, если у облака с  $\mathfrak{M} = 100 \mathfrak{M}_\odot$  при  $P_0 = 1000^\circ \text{K см}^{-3}$  температура от поверхности к центру изменяется на  $18^\circ$ , то при  $P_0 = 2000^\circ \text{K см}^{-3}$  — всего на  $8^\circ$ . В результате величина  $\mathfrak{M}_{кр.}$  приближается к значениям, даваемым формулой (4).

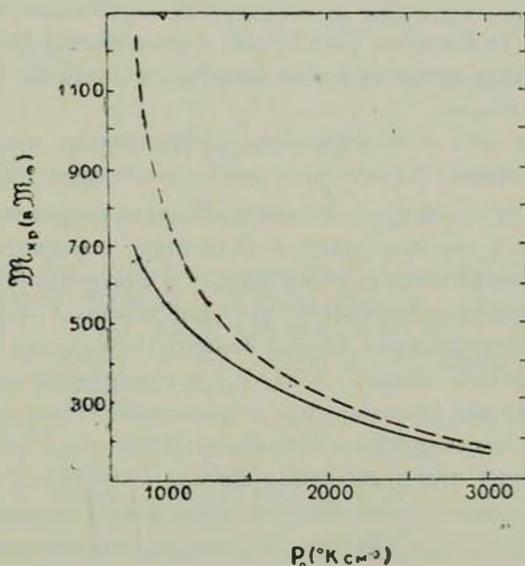


Рис. 5. Зависимость критической массы облака от внешнего давления  $P_0$ . Пунктирная линия — для изотермических шаров с температурами, равными средним температурам рассчитанных моделей (см. табл. 2). Сплошная кривая — для рассчитанных моделей.

В работе Сабано и Тоса [22] получены критические массы облаков, нагреваемые мягким рентгеном. Для  $P_0 = 2000^\circ \text{K см}^{-3}$  найдено  $\mathfrak{M}_{кр.} \approx 300 \mathfrak{M}_\odot$ . В нашем случае  $\mathfrak{M}_{кр.} = 280 \mathfrak{M}_\odot$ , т. е. критическая масса мало чувствительна к возможным механизмам нагрева.

Итак, при давлениях  $P_0 \sim 1000\text{--}2000^\circ \text{K см}^{-3}$  в равновесии могут существовать облака с массами, не превышающими  $500\text{--}600 \mathfrak{M}_\odot$ . В то же время из наблюдений следует, что в галактическом диске должны существовать массивные газо-пылевые комплексы с массами до  $10^5\text{--}10^6 \mathfrak{M}_\odot$ , имеющие в своем составе большой набор молекул, свидетельствующих о высоких плотностях. Возникает проблема образования и существования таких комплексов. Очевидно, подключение новых источников охлаждения

(пыли, молекул CO) только затруднит существование массивных молекулярных облаков.

В данной работе не учтены такие стабилизирующие факторы, как магнитное давление, турбулентция, вращение. По всей видимости, в достаточно плотных облаках, где ионизация мала, магнитное поле не связано с веществом и не будет его удерживать от сжатия. В работе [23] показано, что влияние магнитного поля на структуру межзвездных облаков пренебрежимо мало. Важную роль может играть турбулентное давление. Из наблюдений следует, что полуширины молекулярных линий соответствуют хаотическим скоростям до 8 км/сек [24]. Такое турбулентное давление, возможно, может обеспечить существование массивных облаков. Этот вопрос будет рассмотрен отдельно.

Существует и другая возможность — образование массивных облаков в динамическом режиме. Характерное время свободного падения при плотностях  $n_p \geq 10^2 \text{ см}^{-3}$  равно  $\sim 10^7 \text{ лет}$ . За такой промежуток времени масса облака может увеличиваться в результате столкновений с другими облаками до требуемой величины без выхода в квазистатическое состояние.

Наконец, расчеты показывают, что при переходе через спиральную волну плотности межзвездные облака сильно уплощаются [25]. Поскольку оценки масс из наблюдений делаются в предположении сферической симметрии, полученные значения будут завышены. Итак, можно предположить, что в спиральных рукавах наблюдаются плотные облака вытянутой формы, образованные при пересечении фронта спиральной ударной волны. В этом случае исходные облака должны иметь рассмотренную в данной работе структуру и массы  $\sim 500 M_\odot$ . Все это справедливо при условии, что и между спиральными рукавами межзвездное вещество находится в двухфазном состоянии. Если же переход в облака происходит в результате прохождения спиральной волны, проблема объяснения больших масс остается открытой.

Главная астрономическая  
обсерватория АН УССР

## THE STRUCTURE AND CHARACTERISTICS OF DIFFUSE INTERSTELLAR CLOUDS

L. N. ARSHUTKIN, I. G. KOLESNIK

The results of model calculations for spheric-symmetrical interstellar clouds being under external pressure are given. Thermal balance

of gas clouds is considered. Ultraviolet radiation field and equilibrium for chemical species are solved for this purpose. Calculations were carried out in the case when cooling is mainly by carbon atoms and ions. The clouds with mass up to  $700 M_{\odot}$  under external pressure from  $800$  to  $3000 \text{ }^{\circ}\text{K cm}^{-3}$  are considered. In typical for Galactic disk conditions, clouds have dense,  $n \gtrsim 200 \text{ cm}^{-3}$ , and cool,  $T \sim 20 - 30 \text{ }^{\circ}\text{K}$ , interiors, whose main constituent is  $\text{H}_2$ . The critical mass of steady state clouds depending on external pressure is given. The critical mass for clouds at the Galactic disk is approximately  $500 - 600 M_{\odot}$ . One less than the isothermal solution by a factor of  $\sim 1.5$ . The massive gas-dust cloud formation problem is discussed.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Происхождение и эволюции галактик и звезд, под ред. С. Б. Пикельнера, Наука, М., 1976.
2. Л. Н. Аришуткин, И. Г. Колесник, Астрометрия и астрофизика (в печати).
3. D. J. Hollenbach, M. W. Werner, E. E. Solpeter, Ap. J., 163, 165, 1971.
4. R. C. Bless, B. D. Savage, Ap. J., 171, 293, 1972.
5. D. G. York, J. F. Drake, E. B. Jenkins, D. C. Morton, J. B. Rogerson, L. Spitzer, Ap. J., 182, L1, 1973.
6. P. M. Gondhalekar, P. Wilson, Astron. Astrophys., 38, 329, 1975.
7. A. E. Glassgold, W. D. Langer, Ap. J., 193, 73, 1974.
8. A. S. Allison, A. Dalgarno, J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans., 9, 1543, 1969.
9. T. L. Stephens, A. Dalgarno, Ap. J., 186, 165, 1973.
10. W. D. Watson, Ap. J., 176, 103, 1972.
11. G. B. Field, Heating and ionisation of the interstellar medium. Star formation, preprint series 268, Center for Astrophysics Harvard College Observatory, 1974.
12. L. Spitzer, Jr., W. D. Cochran, Ap. J., 186, L23, 1973.
13. L. Spitzer, Jr., M. G. Tomasko, Ap. J., 152, 971, 1968.
14. И. Г. Колесник, Астрометрия и астрофизика, 18, 45, 1973.
15. A. Dalgarno, R. A. McCrey, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 10, 375, 1972.
16. W. H. McGree, M. N., 117, 562, 1957.
17. T. Nakano, Publ. Astron. Soc. Japan, 26, 189, 1974.
18. A. E. Glassgold, W. D. Langer, Ap. J., 204, 403, 1976.
19. M. Oppenheimer, A. Dalgarno, Ap. J., 200, 419, 1975.
20. M. V. Penston, Ap. J., 162, 771, 1970.
21. С. Чандрасекар, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
22. Y. Sabano, M. Tosa, Publ. Astron. Soc. Japan, 27, 137, 1975.
23. W. Unno, M. Stmoda, Publ. Astron. Soc. Japan, 15, 78, 1968.
24. Interstellar Gas Dynamics, ed. by H. J. Habing, D. Reidel Publ. Company, Dordrecht, 1970.
25. P. R. Woodward, Ap. J., 207, 484, 1976.
26. A. E. Glassgold, W. D. Langer, Ap. J., 186, 859, 1973.
27. Г. В. Дубровский, В. Д. Обьедков, Астрон. ж., 44, 387, 1967.

28. *J. M. Malville*, *Ap. J.*, 139, 198, 1964.
29. *T. Hirasawa*, *Progr. Theor. Phys.*, 42, 523, 1969.
30. *A. Dalgarno, J. C. Browne*, *Ap. J.*, 149, 231, 1967.
31. *T. de Jong*, *Astron. Astrophys.*, 20, 263, 1972.
32. *D. R. Bates*, *M. N.*, 3, 303, 1951.
33. *С. А. Каплан, С. Б. Ликельнер*, *Межзвездная среда*. Физматгиз, М., 1963.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

### СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 348

В. Ф. ЕСИПОВ, В. Н. ПОПОВ, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 6 августа 1978

На основе 24 спектров, полученных с ЭОП, проведено спектрофотометрическое исследование ядра сейфертовской галактики типа 2 Маркарян 348. Определены относительные интенсивности ряда эмиссионных линий и вычислены физические характеристики излучающего газа. Построены усредненные профили  $H_{\beta}$ ,  $N_1$  и  $N_2$  и обнаружены компоненты, расположенные почти симметрично относительно центра линий на расстояниях, соответствующих доплеровским скоростям до  $\pm 2000$  км/сек. Предполагается сходство активности ядра Маркарян 348 с активностью, наблюдаемой в ядре Маркарян 6.

1. *Введение.* Известно, что сейфертовские галактики, в зависимости от вида их спектра, согласно [1], могут быть разделены на два класса. К первому классу относятся объекты с весьма широкими водородными линиями и сравнительно более узкими запрещенными линиями; отношение  $I_{N_1-N_2}/I_{H_{\beta}}$  порядка единицы. Линии же ядер сейфертовских галактик второго типа имеют приблизительно одинаковую ширину, заметно превосходящую инструментальный контур и отношение  $I_{N_1+N_2}/I_{H_{\beta}}$  порядка десяти. Как физическая природа ядер сейфертовских галактик, так и ход их эволюции далеки от окончательного выяснения. Поэтому особое внимание уделяется более подробному спектрофотометрическому исследованию этих объектов.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования одной из сейфертовских галактик второго типа — Маркарян 348 [2].

Общий вид оптического спектра этого объекта описан в [3] и определено красное смещение  $z$  равное 0.014. Отмечено также присутствие следующих эмиссионных линий:  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $[N II] \lambda\lambda 6548/83$ ,  $[S II] \lambda\lambda 6717/30$  и  $[O I] \lambda 6300$ . Ширина линии  $H_{\alpha}$  по данным, приведенным в этой

же работе, оценивается в 60 А. Профиль этой линии (точнее — профиль бленды  $H_{\gamma} + [N II] \lambda\lambda. 6548/83$ ) со спектральным разрешением около 6 А построен Денисюком [4]. Остерброт [5] отмечает сходство оптического спектра Маркарян 348 с оптическим спектром радиисточника 3С 33. Товмасыан и Шрамек [6] обнаружили переменное радионизлучение от галактики на волнах 3.7, 6 и 11.1 см. В течение года — с августа 1972 г. по сентябрь 1973 г. — излучение объекта на более коротких волнах упало по мощности почти в два раза, оставаясь почти на постоянном уровне на волне 11.1 см. Этот спад в [6] объясняется вспышкой, имевшей место за 3—9 лет до наблюдений.

2. *Аппаратура и наблюдательный материал.* Получено 24 спектра Маркарян 348 на разных телескопах. Данные о наблюдательном материале приведены в табл. 1. Ниже приводится краткое описание аппаратуры, с помощью которой снимались спектры, обозначенные в табл. 1 различными индексами:

Спектр UVITS получен на 2.7-м телескопе обсерватории Мак-Дональд в США со спектрографом UVITS (Ultra Violet Image Tube Spectrograph).

БТА обозначает спектры, полученные на 6-м телескопе со спектрографом СП-160 и ЭОП типа М9ЦВ.

Индексы А и Б обозначают соответственно А и Б спектрографы Южной станции ГАИШ, на которых устанавливается ЭОП типа ФКТ-1 [7].

В графе «Эмульсия» указано, на какой пленке (для спектра 1 — пластинке) регистрировалось изображение с экрана ЭОП. Звездочкой помечены эмульсии, очувствленные подсветкой.

Регистрограммы спектров записаны на микрофотометре ИФО-451. Перевод в интенсивности и первичная обработка профилей линий производились на ЭВМ типа «Наири-2» по специально разработанной программе. Спектральная чувствительность системы, с которой получен спектр № 1, определена по калибровочному спектру звезды класса АО. Для остальных спектров чувствительность системы на каждом из участков  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $N_3$  и [SII],  $H_{\gamma}$ , [NII] в отдельности считалась постоянной.

3. *Описание спектров.* На наших спектрах обнаружен ряд линий, не отмеченных ранее другими авторами. В табл. 2 приведены данные об относительных интенсивностях линий излучения. Знаком «+» отмечены не обнаруженные ранее линии; двоеточием отмечены значения интенсивностей, которые определены с меньшей точностью (до  $\pm 50\%$ ) из-за блендирования или шумов аппаратуры. Помимо указанных в табл. 2 линий, в спектре имеются эмиссионные детали, которые можно отождествить с линиями Fe II. Этот результат весьма интересен, поскольку излучение Fe II, как правило, наблюдается в сейфертовских галактиках первого типа.

Таблица 1

№	Индекс спектра	Дата	Дисп. (А, м.м)	Эмульсия	Спектральный диапазон (А)
1	UVITS 303	23.09.73	225	103аD	3500—7000
2	БТА 4	18.09.77	90	103аО	3800—5300
3	БТА 5	"	"	"	"
4	БТА 6	"	"	"	"
5	БТА 9	19.09.77	"	"	5000—6500
6	БТА 10	"	"	"	3800—5300
7	А—0500— 20	10.09.72	220	А 600*	5200—6800
8	А—0445— 15	12.09.72	"	"	4000—5600
9	А—2152— 33	"	"	"	5200—6800
10	А—2305— 10	"	"	"	"
11	А—0355— 20	"	"	"	"
12	А—0018— 10	"	"	"	5600—7200
13	А—0042— 20	"	"	"	"
14	А—0130— 40	"	"	"	"
15	А—0322— 10	14.09.72	"	"	5900—7500
16	А—0247— 20	"	"	"	6200—7800
17	А—0204— 20	"	"	"	6300—7900
18	А—0443— 10	15.09.72	"	"	4000—5600
19	А—0427— 8	"	"	"	4500—6100
20	А—0408— 8	"	"	"	5000—6600
21	А—0337— 13	"	"	"	5300—6900
22	Б—0033—180	16.09.72	55	103аD*	6450—6900
23	Б—2317—210	18.09.72	"	А 600*	4700—5150
24	Б—0350— 95	"	"	"	6450—6900

На рис. 1 показан общий вид спектра — регистрограмма снимка 1 (табл. 1).

Ширины как запрещенных линий, так и линий бальмеровской серии приблизительно одинаковы и достигают 40—60 А, что соответствует доплеровским скоростям около 2000—3000 км/сек. Интересно отметить, что на уровне половинной интенсивности ширины всех линий очень близки и составляют около 800 км/сек в шкале доплеровских скоростей. Близость по ширине запрещенных и разрешенных линий хорошо согласуется со сравнительно высоким отношением  $I_{N_1+N_2}/I_{H_3} \approx 10$ , которое свойственно сейфертовским галактикам второго типа.

На рис. 2 и 3 представлены усредненные профили линий  $H_3$ ,  $N_1$  и  $N_2$ , полученные по спектрам 1—3, 6, 8, 18 и 19. По оси абсцисс отложена скорость доплеровского сдвига от центра линии, соответствующая изменению

длины волн, а по ординате — интенсивность излучения, нормированная к единице в максимуме линии.

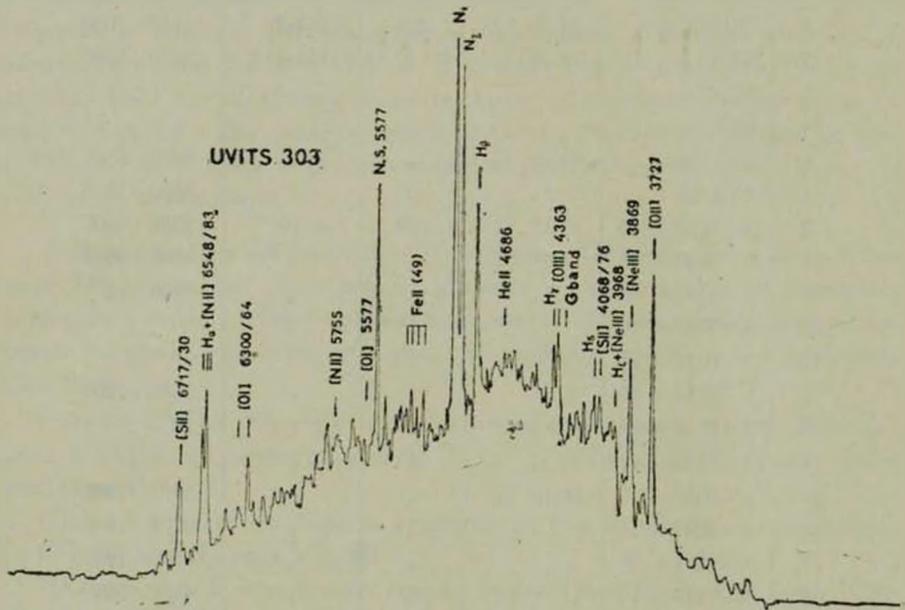


Рис. 1.

Таблица 2

Ион	$\lambda$	$I_{\lambda}/I_{H\beta}$	Ион	$\lambda$	$I_{\lambda}/I_{H\beta}$
[SII]	6717 30	5.3	HeII	4686 <sup>+</sup>	0.16:
H <sub><math>\beta</math></sub>	6563	3.4:	[OIII]	4363 <sup>+</sup>	0.5:
[NII]	6548 83	2.2:	H <sub><math>\gamma</math></sub>	4340 <sup>+</sup>	0.5:
[OI]	6300 64	2.3:	H <sub><math>\delta</math></sub>	4102 <sup>+</sup>	0.2:
HeI	5876 <sup>-</sup>	0.2:	[SII]	4068 76 <sup>+</sup>	0.5:
[NII]	5755 <sup>-</sup>	0.2:	HeI	4026 <sup>+</sup>	0.1:
[OI]	5577 <sup>+</sup>	0.2:	[NeIII]	3968 3869 <sup>-</sup>	0.8:
[OIII]	4959 5007	10.0	[OII]	3727 <sup>-</sup>	3.4
H <sub><math>\delta</math></sub>	4861	1.0			

Как видно из этих рисунков, профили эмиссионных линий имеют заметную асимметрию, при этом более приподнято синее крыло. Наличие большого числа спектров позволило выделить при усреднении интересные особенности профилей, в частности надежно определить присутствие ком-

понент, которые обнаруживаются как у водородных, так и у запрещенных линий. Это особенно хорошо заметно на рис. 3, на котором представлены усредненный профиль линии  $H\beta$  и профиль «синтетической» линии, со-

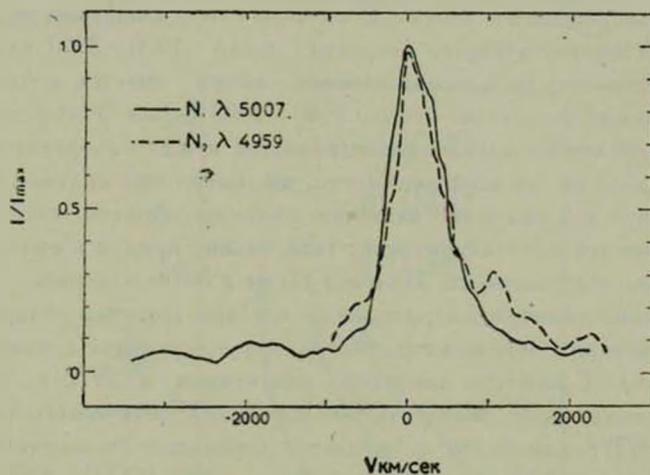


Рис. 2.

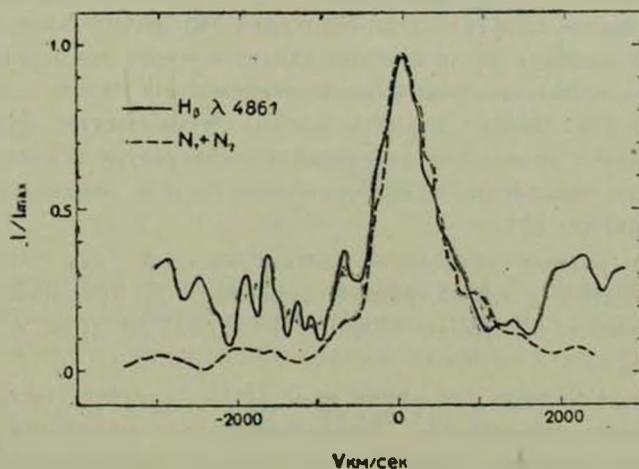


Рис. 3.

ставленный наложением усредненных профилей  $N_1$  и  $N_2$ . Наблюдается также и определенная симметрия в распределении компонент относительно центра линии. В интервале скоростей 600—800 км/сек по обе стороны от

центра всех линий имеется заметный подъем, который имеет большую относительную интенсивность у линии  $H\beta$ . На основе этого можно предположить, что облако газа, ответственное за излучение этой компоненты, имеет большую среднюю плотность, чем основная масса газа и поэтому слабее светится в запрещенных линиях. В области синих смещений на расстоянии от центра, соответствующего скорости около 1900—2300 км/сек, также имеется компонент: на красной стороне линий имеется компонент с несколько меньшей скоростью—около 1500—2000 км/сек. У этой пары компонент различие относительных интенсивностей между водородными и запрещенными линиями по всей видимости, выражено еще сильнее. Если предположить, что это различие является, главным образом, следствием различия плотностей излучающих масс газа, можно прийти к выводу, что газ, имеющий большую скорость, является также и более плотным.

На основе имеющегося материала сделана попытка обнаружить возможные изменения оптического спектра, коррелирующие с изменением радиоизлучения. Сравнение спектров, полученных в 1972 г., со спектром 1973 г. не показывает значительных изменений оптического спектра. На спектрах 1977 г. как будто наблюдается небольшое уменьшение (на 10—20%) эквивалентной ширины эмиссионных линий [O III] 4959/5007.

4. *Определение некоторых физических параметров излучающего газа.* Наличие в спектре ядра галактики Маркарян 348 значительного количества эмиссионных линий, в число которых входит и много запрещенных, позволяет предположить, что механизм их возбуждения сходен с механизмом возбуждения эмиссионных линий в газовых туманностях. Наблюдаемые линии позволяют определить электронную температуру и плотность излучающей среды, независимо от ее химического состава, используя метод «пересечения кривых» [8].

Кривые равных отношений интенсивностей для линий ионов [O III]  $\lambda\lambda$  4959/5007 и  $\lambda$  4363 (рис. 4, кривая а); [N II]  $\lambda\lambda$  6548/83 и  $\lambda$  5755 (рис. 4, кривая б); [S II]  $\lambda\lambda$  4068/76 и  $\lambda\lambda$  6717/30 (рис. 4, кривая в) взяты по [8].

Используя кривую для линий иона [S II], следует учесть некоторые дополнительные соображения. Дифференциальное межзвездное поглощение влияет на отношение  $I_{\lambda 4068,76}/I_{\lambda 6717,30}$  в сторону его понижения. Различие в потенциалах ионизации S II — 23.4 эв и O III, N II — 54.9 и 29.6 эв соответственно, может явиться причиной стратификации областей, излучающих линии этих ионов. В частности, линии иона S II, имеющего наиболее низкий потенциал ионизации, излучаются из более холодной области, в которой отношение  $I_{\lambda 4068,76}/I_{\lambda 6717,30}$  понижено. Оба этих эффекта, снижая величину отношения  $I_{\lambda 4068,76}/I_{\lambda 6717,30}$ , приводят к некоторому смещению соответствующей

шей ему кривой влево и вниз. Именно такое смещение и наблюдается на рис. 4.

Полученные таким образом величины, характеризующие физические условия в излучающей области, позволяют оценить массу и эффективный объем излучающего газа.

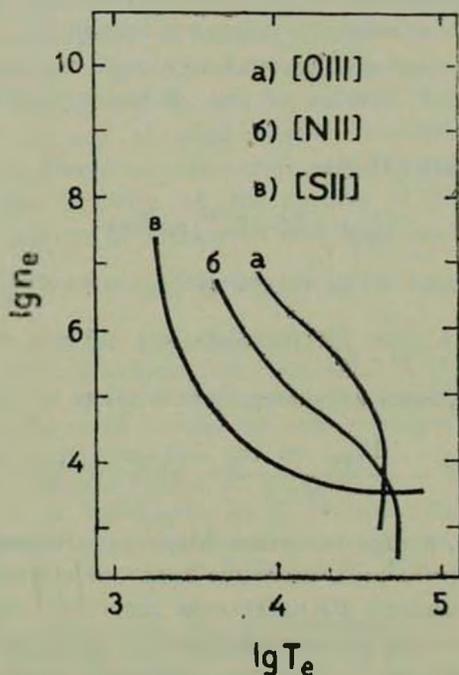


Рис. 4.

Ядро галактики имеет звездную величину  $m_B = 15.3$  [9], расстояние до нее составляет 56 Мпс (при  $H = 75$  км/сек Мпс,  $z = 0.014$ ). Согласно [10] поток в линии  $H\beta$  от звезды нулевой величины класса G4 составляет

$$F_1 = 3 \cdot 10^{-9} \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{А}. \quad (1)$$

Тогда, при эквивалентной ширине линии  $H\beta$  около 15 А, получаем наблюдаемый поток от галактики в линии  $H\beta$

$$F_2 = 3.4 \cdot 10^{-14} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}. \quad (2)$$

С учетом расстояния до галактики получаем полное излучение небулярной зоны в линии  $H\beta$

$$S_{H\beta} = 1.3 \cdot 10^{40} \text{ эрг/сек}. \quad (3)$$

Поток излучения от единичного объема водорода определяется по [11] формулой

$$S_{H\beta}^1 = 22.4 \cdot 10^{-20} n_e \frac{b_4(T_e)}{7^{3/2}} e^{-\frac{9814}{T_e}}, \quad (4)$$

где  $b_4(T_e)$  — параметр, характеризующий населенность четвертого уровня атома водорода. Его величина, интерполированная по [12], равна 1.025.  $n_e$  — электронная плотность, которая по нашим измерениям (см. рис. 4) равна  $6.5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e$  — температура, которая определялась вместе с  $n_e$  и равна  $50\,000 \text{ K}$ .

При этих условиях (4) дает:

$$S_{H\beta}^1 = 1.05 \cdot 10^{-18} \text{ эрг/сек.} \quad (5)$$

Тогда эффективный объем излучающего газа равен

$$V_{\text{эфф.}} = 1.2 \cdot 10^{58} \text{ см}^3 \simeq 4.1 \cdot 10^2 \text{ пс}^3.$$

Соответственно, масса излучающего газа равна

$$M = \frac{V_{\text{эфф.}} \cdot n_e \cdot m_H}{M_{\odot}} = 6.6 \cdot 10^4 M_{\odot}.$$

Таким образом, в ядре галактики Маркарян 348 наблюдаются значительные массы горячего газа, имеющие скорости порядка нескольких тысяч километров в секунду. Распределение скоростей компонент линий по направлению вдоль луча зрения обнаруживает признаки симметрии по отношению к основной линии. Имеются основания предполагать, что ядро Маркарян 348 показывает активность наподобие той, которая была обнаружена ранее в ядре сейфертовской галактики Маркарян 6 [13—16]. Симметрия в распределении скоростей компонент линий дает основание предположить, что, возможно, в ядре Маркарян 348 имел место выброс масс газа в диаметрально противоположные стороны, как это предполагается в [16] в отношении вспышки в ядре Маркарян 6.

Один из авторов (Э. Е. Х.) выражает благодарность проф. Х. Смиту за предоставленную возможность наблюдать на  $107''$  телескопе МакДональдской обсерватории.

Г А И Ш

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF SEYFERT GALAXY  
MARKARIAN 348

V. F. YESIROV, V. N. POPOV, E. Ye. KHACHIKIAN

On the basis of 24 image tube spectra a spectrophotometric study of the nucleus of type 2 Seyfert galaxy Markarian 348 was carried out. The relative intensities of number of emission lines are determined and physical characteristics of the emitting gas are calculated. The mean profiles of  $H\alpha$ ,  $N_1$  and  $N_2$  are drawn and components are found to be present. They are situated almost symmetrically from the centrum of the lines and have corresponding velocities of up to 2000 km/sec. A similarity of the activity of the nucleus of Markarian 348 to that observed in the nucleus of Markarian 6 is supposed.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Е. Хачикян, Д. В. Видман, *Астрофизика*, 7, 389, 1971.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971.
3. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 6, 39, 1970.
4. Э. К. Денисюк. Труды III Европейской астрономической конференции. Тбилиси, «Мецниереба», 1976, стр. 202.
5. D. E. Osterbrock, *Physica Scripta*, 17, 137, 1978.
6. R. A. Sramek, H. M. Toumassian, *Ap. J.*, 191, L13, 1973.
7. В. Ф. Есипов. Новая техника в обсерватории, вып. 1, Наука, Л., 1971.
8. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, В. И. Пооник, *Изв. КрАО*, 39, 147, 1969.
9. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. М. Лютый, *Астрофизика*, 8, 473, 1972.
10. А. Д. Код. Звездные атмосферы, ИЛ, М., 1963, стр. 67.
11. D. Menzel, *Ap. J.*, 85, 330, 1973.
12. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, *Изв. КрАО*, 38, 1968.
13. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрон. цирк.*, № 591, 1970.
14. E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 164, L109, 1971.
15. П. Нагни, Э. Е. Хачикян, М. М. Бутслов, Г. Т. Геворкян, *Астрофизика*, 9, 39, 1973.
16. Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 9, 139, 1973.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

## КОМПАКТНЫЕ ГАЛАКТИКИ В ОКРЕСТНОСТИ СКОПЛЕНИЯ А193

Ф. БЕРНГЕН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН

Поступила 25 июля 1978

В окрестности скопления галактик А193 отождествлены 140 компактных галактик в общей площади 11 кв. градусов. Приведен список  $V$ -величин и  $B-V$  показателей цвета обнаруженных объектов вместе с их экваториальными координатами. По эквивалентным изображениям измерены внешние и внутренние диаметры 76 галактик из 140 и показано, что подавляющее большинство этих объектов является очень компактным.

Распределение видимых звездных величин обнаруженных компактных галактик соответствует их равномерному пространственному распределению. В отличие от  $E$  и  $SO$  галактик, в распределении показателей цвета компактных имеется большой разброс.

1. *Введение.* Понятие «компактные галактики», обладающие высокой поверхностной яркостью, было введено Цвикки [1]. Он считал, что система компактных галактик составляет особый класс объектов, качественно отличающихся от обычных галактик. На основании спектроскопических и электрофотометрических наблюдений В. Сарджент [2] показал, что совокупность компактных галактик Цвикки очень разнообразна. Более того, исследуя компактные галактики, А. Фейрол [3] пришел к выводу, что по ряду параметров они не отличаются от обычных галактик. Он обнаружил некоторое различие в видимом распределении обоих типов галактик, заключающееся в том, что компактные галактики, не составляющие группировки, распределены более случайно, чем обычные галактики. С другой стороны, сам факт существования группировок компактных галактик, а тем более компактных групп компактных галактик [4—6], как будто свидетельствует о том, что эти галактики образуют особый класс объектов. Подобные противоречивые истолкования природы компактных галактик при-

водят к необходимости их дальнейшего изучения как в группах или скоплениях, так и в метагалактическом поле.

В настоящей статье мы приводим результаты двухцветной фотографической фотометрии компактных галактик, обнаруженных нами в окрестности скопления галактик А 193. Это скопление богато компактными галактиками высокой поверхностной яркости. В работе [7] нами было показано, что из 67 галактик скопления, поверхностные яркости которых определялись в цвете  $V$ , 12 имеют  $V/\square'' \leq 20^m5$ . В красном цвете этой предельной величине будет соответствовать около  $20 R/\square''$ .

Для фотометрии компактных галактик были использованы снимки, сделанные ранее для фотометрии скопления А 193. Снимки были получены в цветовой системе В.  $V$  в шмидтовском фокусе двухметрового Таутенбургского телескопа. Исследуемая область заключена между экваториальными координатами  $\alpha_{1950} = 1^h17^m - 1^h31^m$ ,  $\delta_{1950} = +6^\circ10' - +9^\circ30'$ , с общей площадью около 11 кв. градусов.

2. *Отождествление компактных галактик и метод фотометрии.* Пластины в обоих цветах были просмотрены на приборе «Интерпретоскоп» фирмы Цейсс с использованием различных увеличений от трех до десяти. Компактные галактики отбирались по двум критериям: сферическая форма и высокая поверхностная яркость на негативах. При этом были взяты галактики, компактные как в обоих цветах, так и в одном из них. Однако в большинстве случаев галактики более компактны в цвете  $V$ . Сравнение с компактными галактиками в скоплении А 193 показывает, что средняя поверхностная яркость отобранных нами компактных галактик в поле меньше  $20^m5$  с кв. секунды дуги в цвете  $V$ .

После отбора на пластинках все галактики просматривались также на картах Паломарского атласа. Изображения объектов на этих картах в основном сильно насыщены. Окончательный список компактных галактик был составлен после повторного просмотра по описанной процедуре через несколько месяцев. В результате были отождествлены 140 компактных галактик до  $V = 18^m2$  в области 11 кв. градусов. Заметим, что число остальных (некомпактных) объектов в том же поле во много раз больше.

Измерение интегральных звездных величин  $B$  и  $V$  производилось на ирисовом фотометре Таутенбургской обсерватории. В качестве стандартов были использованы шаровые скопления и некоторые компактные объекты в области М 31, звездные величины которых приведены в [8—10]. В каждом цвете было измерено по две пластинки. Отклонения от средних значений в среднем составляют  $\pm 0^m08$ .

Список компактных галактик приведен в табл. 1. Галактики в таблице пронумерованы по возрастающему прямому восхождению. Во втором и

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА  
КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК В ОКРЕСТНОСТИ СКОПЛЕНИЯ А193

№	$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$	V	B-V	№	$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$	V	B-V
1	1 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 8	+9°30'	17 <sup>m</sup> 23	0 <sup>m</sup> 81	37	1 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 3	+6°55'	16 <sup>m</sup> 89	1 <sup>m</sup> 22
2	18.0	8 20	17.72	0.99	38	20.3	7 35	17.58	1.38
3	18.1	8 5	17.15	-0.05	39	20.5	7 39	17.66	1.46
4	18.2	7 39	17.09	1.06	40	20.5	6 58	17.44	1.52
5	18.2	8 50	16.99	1.09	41	20.5	6 24	15.60	0.97
6	18.2	7 53	17.52	0.68	42	20.6	9 8	17.14	1.44
7	18.3	7 51	16.89	0.86	43	20.6	7 51	17.68	0.71
8	18.3	6 57	15.56	1.07	44	20.8	7 54	17.65	0.89
9	18.3	6 31	17.90:	0.87:	45	20.8	8 14	16.86	1.28
10	18.3	6 31	17.66:	0.95:	46	20.9	6 56	16.45:	0.67:
11	18.6	7 33	17.31	0.79	47	20.9	8 32	17.25	1.39
12	18.6	7 18	17.33	1.09	48	21.0	8 25	17.54	0.82
13	18.7	7 31	17.37	1.39	49	21.3	8 15	17.23	1.31
14	18.8	7 13	17.46	1.14	50	21.6	9 27	17.21	1.62
15	18.8	6 51	16.80	1.11	51	21.9	9 29	17.02	0.57
16	18.9	7 34	16.95	1.14	52	21.9	8 23	16.93	1.13
17	18.9	9 22	17.71	1.09	53	21.9	8 19	15.11	1.39
18	19.1	8 5	16.97	1.50	54	21.9	7 9	16.24	1.18
19	19.3	7 45	17.39	1.18	55	22.0	8 18	17.10	1.34
20	19.3	7 58	16.84	0.51	56	22.0	8 21	14.86	1.43
21	19.4	6 38	17.40	1.22	57	22.1	6 25	17.72	0.85
22	19.8	7 58	17.58	0.88	58	22.2	7 29	16.01	1.27
23	19.8	8 15	17.84	0.65	59	22.2	7 34	16.74	1.00
24	19.8	7 1	17.70	1.31	60	22.2	8 49	16.73	1.06
25	20.0	6 39	16.98	1.27	61	22.2	8 00	16.80	0.92
26	20.0	9 1	17.27	1.21	62	22.3	8 57	16.42	1.38
27	20.0	6 22	15.74	1.15	63	22.4	9 9	17.42	1.15
28	20.0	8 48	14.71	1.46	64	22.4	9 10	17.67	1.37
29	20.0	9 27	17.39	1.33	65	22.4	9 5	17.03	1.33
30	20.0	8 3	16.00	1.22	66	22.4	8 4	16.08	1.09
31	20.1	7 2	16.27	1.71	67	22.5	8 52	16.08	1.34
32	20.1	6 28	17.30	1.27	68	22.6	8 17	16.47	1.04
33	20.2	7 2	16.74	1.57	69	22.6	7 17	17.20	1.34
34	20.2	9 13	17.37	1.33	70	22.6	8 58	17.42	1.17
35	20.2	7 38	16.85	1.30	71	22.6	8 35	17.91	0.66
36	20.3	9 8	17.84	0.87	72	22.7	9 13	17.87	1.36

Таблица 1 (продолжение)

№	$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$	V	B—V	№	$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$	V	B—V
73	1 <sup>h</sup> 22 <sup>m</sup> 9	+6°48'	16 <sup>m</sup> 36	1 <sup>m</sup> 60	107	1 <sup>h</sup> 27 <sup>m</sup> 9	+7°41'	16 <sup>m</sup> 91	0 <sup>m</sup> 35
74	23.0	8 42	16.59	1.38	108	28.0	7 56	17.13	1.41
75	23.0	8 29	17.09	1.14	109	28.0	6 53	17.59	1.09
76	23.3	9 16	17.32	0.87	110	28.2	7 25	17.34	1.60
77	23.5	8 11	16.24	1.11	111	28.2	7 18	17.47	1.29
78	23.8	8 48	17.17	1.53	112	28.6	6 35	17.20	1.49
79	23.9	8 52	17.17	1.33	113	28.7	6 31	17.64	0.70
80	23.9	7 56	14.14	1.30	114	28.7	7 16	17.84	1.01
81	24.1	7 21	17.37	1.45	115	28.7	7 16	17.75	0.98
82	24.1	6 59	17.62	1.40	116	28.7	8 50	17.19	1.39
83	24.2	8 17	16.45	1.28	117	28.8	6 32	17.57	1.00
84	24.2	7 5	17.46	0.96	118	28.9	8 39	15.58	1.05
85	24.3	7 35	17.46	1.33	119	28.9	6 20	17.70	1.23
86	24.7	8 43	17.67	0.91	120	28.9	6 20	17.34	1.16
87	25.1	8 15	17.92	0.98	121	29.0	7 54	17.33	1.31
88	25.1	7 8	17.27	0.69	122	29.0	6 37	16.89	1.18
89	25.3	9 12	17.80	1.37	123	29.0	6 37	16.68	1.42
90	25.4	8 10	17.80	1.00	124	29.1	6 52	17.10	1.39
91	26.1	8 32	17.62	0.92	125	29.1	6 34	17.51	1.23
92	26.2	8 7	16.68	0.88	126	29.3	6 42	18.11	0.80
93	26.2	8 13	17.48	0.87	127	29.6	8 51	17.13	1.60
94	26.3	8 38	16.78	1.48	128	29.6	9 12	16.75	0.97
95	26.3	7 42	17.38	0.97	129	29.8	8 11	16.85	1.49
96	26.4	9 1	15.59	1.31	130	29.9	6 56	17.18	1.29
97	26.5	6 44	17.37	1.24	131	30.0	8 37	17.03	1.08
98	26.5	7 38	17.11	0.71	132	30.0	8 18	17.47	1.20
99	26.5	7 37	16.79	1.14	132	30.0	9 1	17.59	1.46
100	26.6	6 52	15.93	0.52	134	30.0	6 58	17.32	1.15
101	26.9	8 51	17.51	0.85	135	30.4	9 17	17.55	0.99
102	26.9	7 21	15.65	1.25	136	30.5	6 47	17.61	1.24
103	27.1	9 19	17.37	1.09	137	30.5	7 15	17.58	0.77
104	27.3	9 18	17.57	1.26	138	30.5	7 16	17.18	1.01
105	27.4	7 22	17.40	1.61	139	30.5	7 14	17.67	1.41
106	27.9	8 38	16.72	0.94	140	30.8	6 55	17.45	1.64

третьем столбцах приведены экваториальные координаты объектов, вычисленные нами на ЭВМ, в четвертом и пятом столбцах — интегральные V-величины и показатели цвета B—V, усредненные по двум снимкам в каждом цвете. Галактика № 80 в табл. 1 отождествляется с III Zw 28 [11].

Карта отождествления галактик приведена на рис. 1.

Для проверки степени компактности обнаруженных галактик были получены их эквиденситные изображения для разных плотностей. Из набора эквиденсит были выбраны две для измерения внутренних и внешних диаметров галактик. Соответствующая внешней изофоте эквиденсита примерно определяет диаметр фотометрированной области галактик. Внутренние эквиденситы соответствуют центральным областям галактик. Большие диаметры были определены для 138 галактик табл. 1. Эквиденситы компонентов тесной пары № 119—120 взаимно искажены и поэтому не учитывались. Внутренние диаметры были измерены для 76 галактик. Эквиденситные внутренние диаметры остальных галактик малы и трудно измеримы.

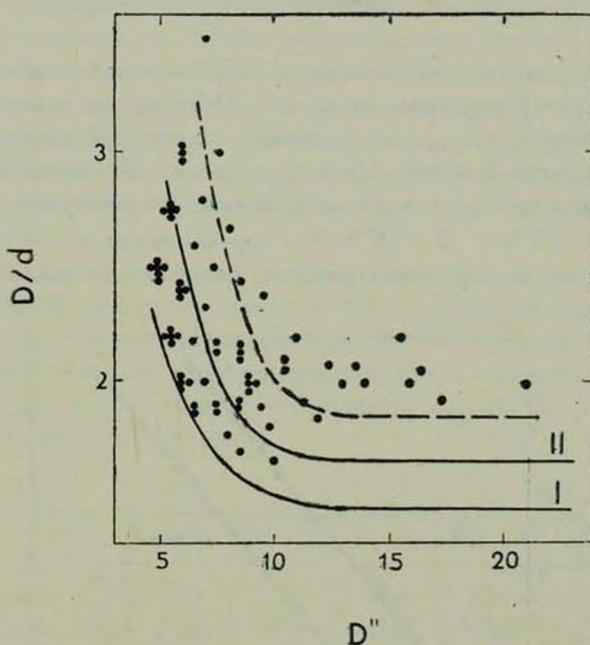


Рис. 2. Диаграмма ( $D$ ,  $D/d$ ). Точками обозначены компактные галактики, I — полоса звезд, положения которых специальными знаками не отмечены.

К 76 галактикам был применен метод обнаружения компактных галактик, предложенный нами в [12]. С этой целью на тех же эквиденситных пленках были измерены соответствующие диаметры около 60 звезд. Измерения диаметров производились с точностью до  $1''$ . Зависимость между большими диаметрами  $D$  и отношениями  $D/d$ , где  $d$  — малый диаметр объекта, приведена на рис. 2. Точками обозначены компактные галактики. Чтобы не усложнять диаграмму, положения звезд на рисунке не отмечены, однако все они располагаются в полосе I.

Из 76 галактик, нанесенных на рис. 2, 44% попадают на полосу звезд. 34% — на полосу II и 22% — выше последней полосы. Следует отметить, что большие диаметры 62 галактик, не нанесенных на диаграмму, меньше 5" и их изображения близки к звездным. Подавляющее большинство этих галактик, безусловно, должно попадать на полосы I или II. Следовательно, процент галактик, попадающих выше полосы II, должен быть существенно меньше указанного.

Расположение галактик в полосе I и ближе к ней дает представление скорее о высоком градиенте яркости в галактиках, чем об их средней поверхностной яркости. С другой стороны, галактики отбирались нами по их высокой поверхностной яркости. Поэтому мы считаем, что галактики, попадающие на полосы I и II, являются очень компактными.

3. *Пространственное распределение.* Среди слабых объектов трудно выделить истинно компактные галактики. Поэтому мы ограничились объектами ярче некоторой звездной величины, до которой отождествление галактик как компактные можно провести уверенно. Из распределения чисел галактик по звездным величинам выяснилось, что наша выборка является полной до  $V = 17^m.8$  и  $B = 18^m.8$ . Это хорошо видно на рис. 3, где по оси абсцисс отложены интегральные звездные величины по данным табл. 1, по

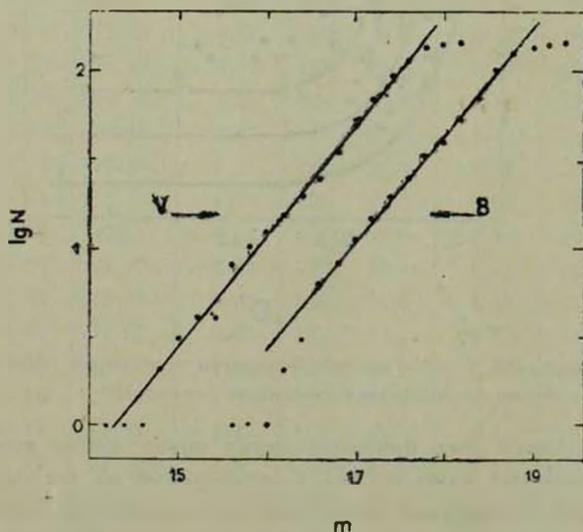


Рис. 3. Распределение видимых звездных величин  $B$  и  $V$  компактных галактик.

оси ординат — логарифмы чисел компактных галактик до данной величины на всей площади в 11 кв. градусов. Прямые, проведенные на диаграмме, представляются следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \lg N_B &= 0.59 B - 8.96 \quad (16^m6 \leq B \leq 18^m8), \\ &\pm 0.02 \quad \pm 0.12 \\ \lg N_V &= 0.62 V - 8.85 \quad (14^m4 \leq V \leq 17^m8). \\ &\pm 0.05 \quad \pm 0.19 \end{aligned} \quad (1)$$

В скобках указаны пределы звездных величин, где верны уравнения (1). Значения коэффициентов при  $B$  и  $V$  находятся в согласии с предположением, что обнаруженные нами компактные галактики распределены в пространстве равномерно. Отметим, что галактическая широта центра исследуемой области около  $-55^\circ$ .

По данным табл. 1 число компактных галактик в поле, приходящееся на 1 кв. градус, равняется 11 до  $B = 18^m8$ . А. Фейрол [3] произвел подсчеты как компактных, так и обычных галактик в нескольких областях неба общей площадью около 160 кв. градусов. По этим подсчетам число компактных галактик на 1 кв. градус в среднем равно 3 до  $17^m5$  в синем цвете. При равномерном распределении компактных галактик в пространстве оба результата находятся в хорошем согласии. Это, по-видимому, говорит о том, что компактные галактики выбирались нами и Фейролом по одинаковым критериям.

В списке табл. 1 имеется пять тесных пар, взаимные расстояния компонентов которых меньше или равны  $1'$ . Список этих пар приведен в табл. 2. В первой строке таблицы даются номера галактик согласно табл. 1, во второй — разница звездных величин компонентов, в третьей — разница в их показателях цвета, в четвертой — отношение взаимного расстояния компонентов к сумме их диаметров.

Таблица 2

№	9—10	31—33	114—115	119—120	122—123
$\Delta V$	$0^m24$	$0^m47$	$0^m09$	$0^m36$	$0^m21$
$\Delta (B-V)$	$0^m08$	$0^m14$	$0^m03$	$0^m07$	$0^m24$
$r/D_1 + D_2$	1.0	2.0	1.0	1.5	1.0

Математическое ожидание случайных пар в нашей выборке с взаимным расстоянием компонентов  $r \leq 1'$  равно 0.8. Однако вероятностные вычисления в данном случае не имеют сколько-нибудь определяющего значения из-за малого числа наблюдаемых пар. О физической природе наблюдаемых пар скорее свидетельствуют данные табл. 2, а именно — небольшие различия в интегральных звездных величинах и показателях цвета компонентов, а также соблюдение довольно жесткого критерия  $r/D_1 + D_2 \leq 2$ . Таким образом, около 7% обнаруженных нами компактных галактик входит в состав пар.

4. *Распределение галактик по показателям цвета.* Данные табл. 1 показывают, что диапазон показателей цвета компактных галактик в поле довольно широк — от  $-0^m05$  (галактика № 3) до  $+1^m71$  (галактика № 31). Столь широкий диапазон показателей цвета свойственен также компактным галактикам Цвикки. Следует отметить, что на наших негативах (масштаб около  $50''/\text{мм}$ ) ни один из обнаруженных объектов не показывает спиральной структуры. Известно, с другой стороны, что галактики типов E и SO показывают очень узкое распределение по показателям цвета. Примерами могут служить галактики этих типов в скоплении Coma [13].

На рис. 4 представлено распределение галактик по показателям цвета. Рис. 4а показывает распределение компактных галактик по данным табл. 1,

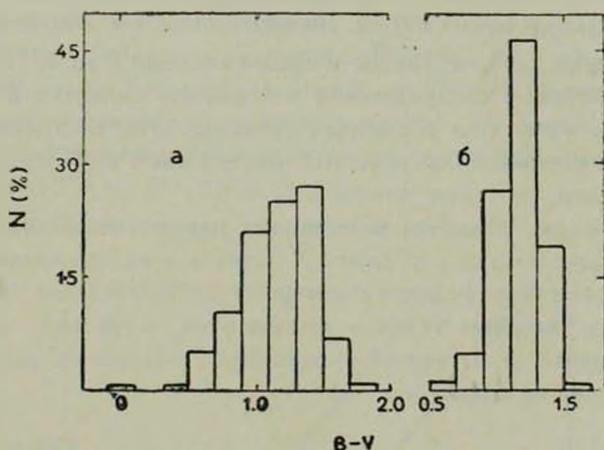
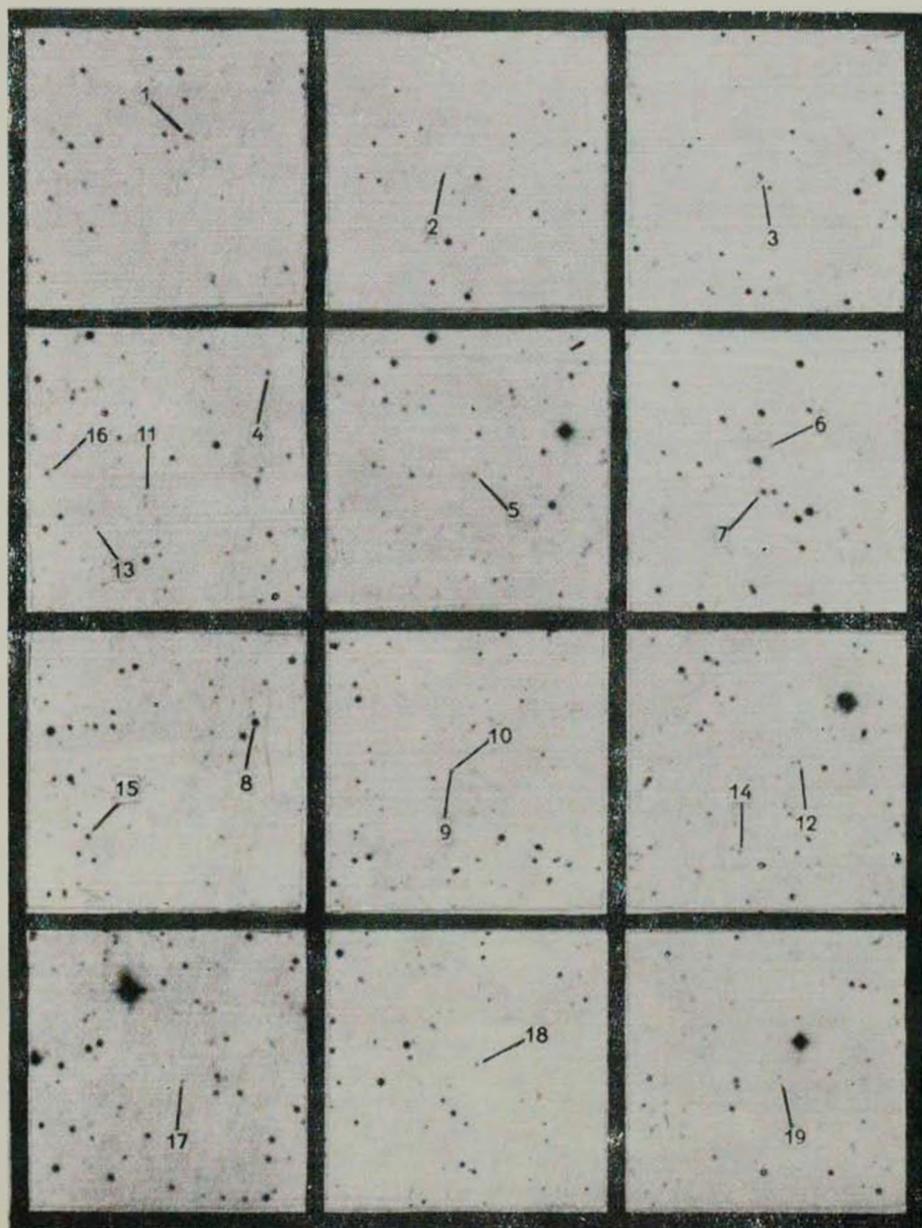


Рис. 4. Распределение показателей цвета  $B-V$ . а) для обнаруженных компактных галактик, б) для галактик в скоплении А 193.

а рис. 4б — распределение галактик в скоплении А 193 по данным работы [7]. По оси абсцисс рисунка отложены показатели цвета  $B-V$ , по оси ординат — число галактик в процентах от общего количества объектов в соответствующей выборке. Отметим, что общее число компактных галактик равно 132 до  $V = 17^m8$ , а общее число галактик скопления — 109 до  $V = 18^m3$ . До отмеченных предельных величин подсчеты объектов в соответствующих выборках являются полными. Между двумя распределениями имеются существенные различия. Тогда как число компактных галактик постепенно возрастает с показателем цвета и в красной части резко падает, в распределении галактик скопления А 193 наблюдается довольно острый максимум. При этом с обеих сторон от этого максимума имеется избыток относительного числа компактных галактик по сравнению с галак-

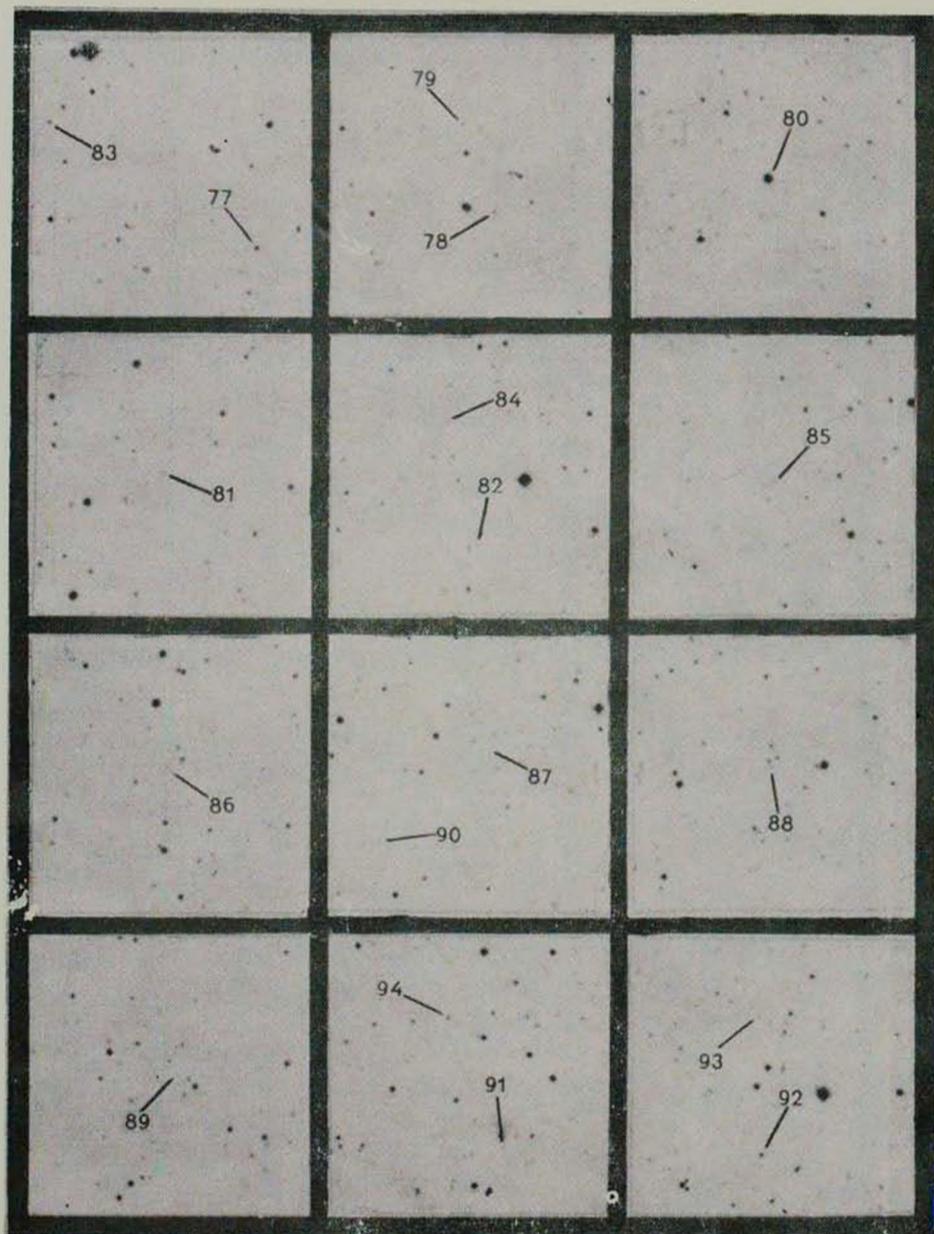
# КАРТА ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК

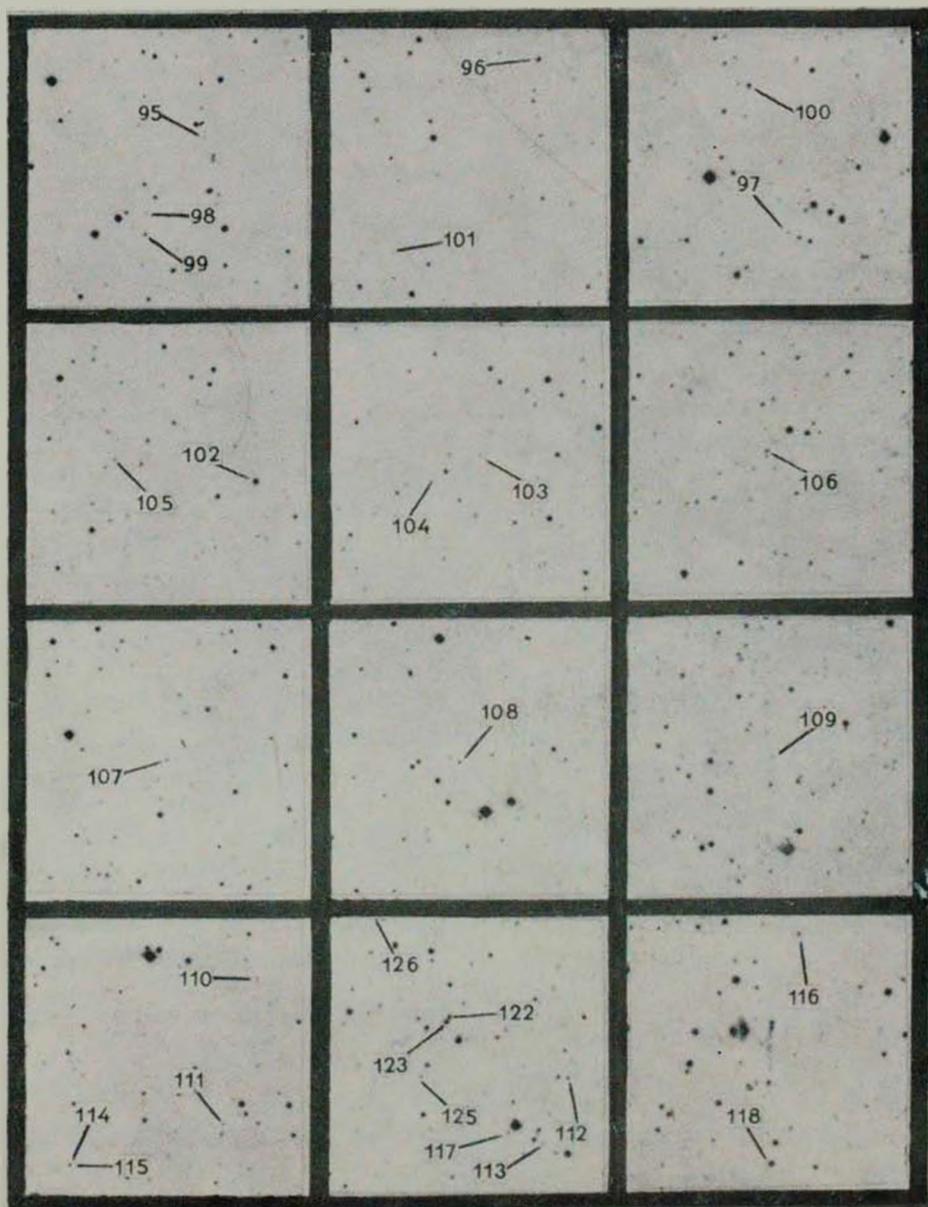
Север сверху, восток слева











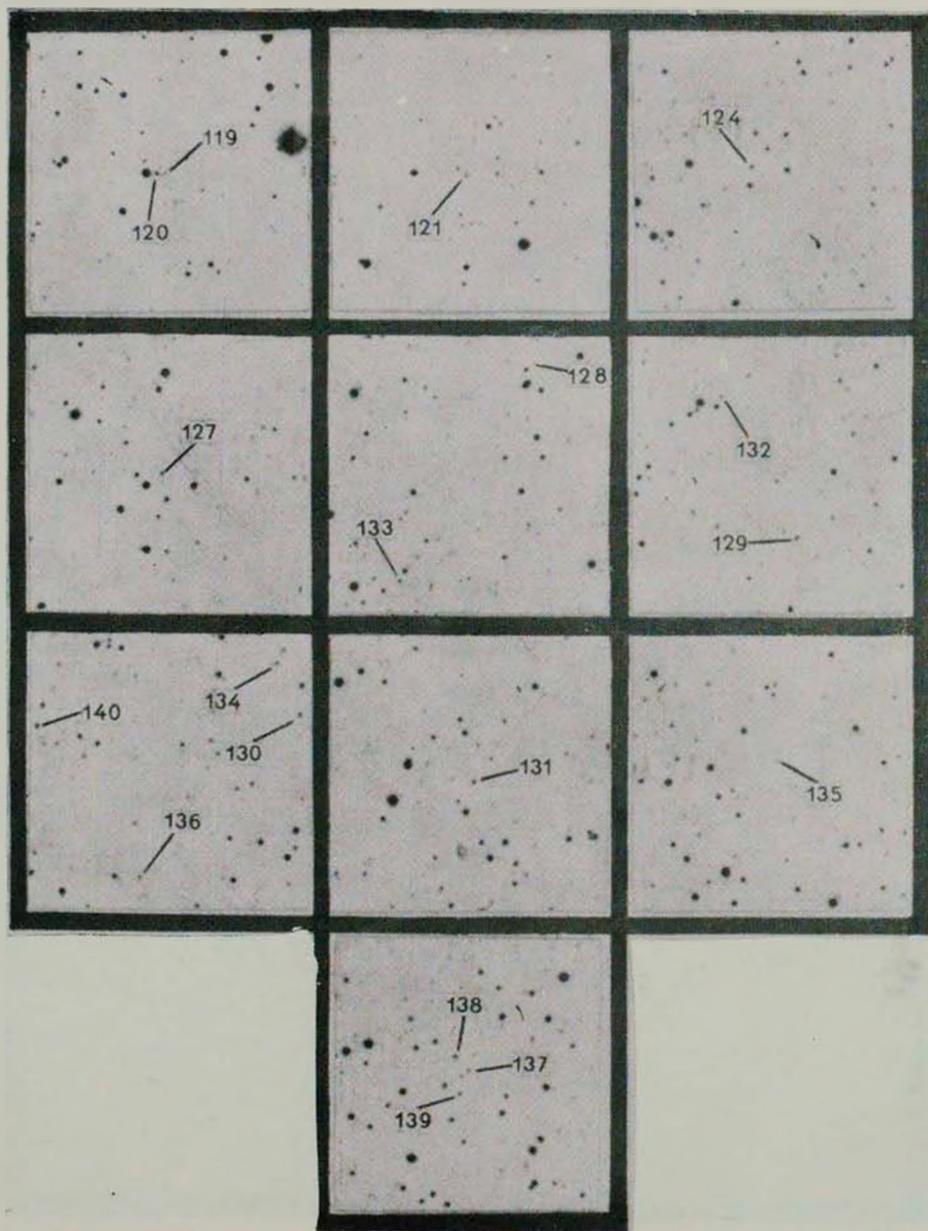


Рис. 1.

К ст. Ф. Бёргена, А. Т. Каллоглима

тиками скопления. Отметим, что по критерию  $\chi^2$  отличия между двумя распределениями являются существенными.

5. *Заключение.* Результаты настоящей работы сводятся к следующему:

1) В окрестности скопления А193 на площади 11 кв. градусов обнаружено 140 галактик высокой поверхностной яркости и сферической формы до  $V = 18^m.1$ . Эти объекты, по всей вероятности, распределены в пространстве равномерно. Около 7% из них входит в состав пар.

2. Показатели цвета компактных галактик находятся в широком диапазоне от нуля до  $1^m.7$ . По распределению показателей цвета компактные галактики существенно отличаются от обычных галактик в скоплении А193.

Различия в цветовых характеристиках компактных галактик и галактик типов Е и SO заслуживают особого внимания. Подлежит объяснению избыток не только сравнительно голубых, но и очень красных компактных галактик. Избыток сравнительно голубых компактных галактик можно было объяснить наличием среди них спиральных галактик, однако, как было отмечено выше, на наших негативах нет следов спиральной структуры ни у одной из обнаруженных галактик. Безусловно, для полного устранения как спиральных, так и обычных эллиптических галактик необходимы снимки большего масштаба. Но, с другой стороны, поставленное нами ограничение на внешнюю форму объектов (они, как правило, сферичны) сводит к минимуму возможность появления этих типов галактик в нашем списке. Нам кажется, что этот дополнительный критерий разграничит компактные галактики от галактик высокой поверхностной яркости вообще и позволит их отнести к более однородному классу объектов.

Авторы благодарны академику В. А. Амбарцумяну за полезное суждение, В. Хёгнеру — за получение эквидисит исследуемой области.

Центральный институт астрофизики  
АН ГДР  
Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## COMPACT GALAXIES IN VICINITY OF CLUSTER A193

F. BÖRNGEN, A. T. KALLOGLHIAN

140 compact galaxies were recorded over 11 square degrees in the vicinity of cluster of galaxies A193. A list of  $V$  magnitudes and  $B-V$  colour indices is given with the equatorial coordinates of the objects.

The outer and inner equidensity diameters of 76 galaxies out of 140 have been measured and it is shown that most of them are very compact. The distribution of apparent magnitudes of detected compacts corresponds to their uniform spatial density. In contrast with E and SO galaxies, the compacts show a large spread in colour distribution.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *F. Zwicky*, *Ap. J.*, 140, 1467, 1964.
2. *W. L. W. Sargent*, *Ap. J.*, 160, 405, 1970.
3. *A. P. Falrall*, *Observatory*, 98, 1, 1978.
4. *L. B. Robinson, E. J. Wampler*, *Ap. J.*, 179, L135, 1973.
5. *Р. К. Шахбазян*, *Астрофизика*, 9, 495, 1973.
6. *V. A. Ambartsumian, H. C. Arp, A. A. Hoag, L. V. Mirzoyan*, *Astrofizika*, 11, 193, 1975.
7. *Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян*, *Астрофизика*, 12, 397, 1976.
8. *S. van den Bergh*, *Ap. J., Suppl. ser.*, 19, 145, 1969.
9. *M. Vetesnik*, *Bull. Astr. Inst. Czechoslovakia*, 13, 180, 1962.
10. *А. С. Шаров*, *Астрон. ж.*, 50, 1023, 1973.
11. *F. Zwicky*, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post-Eruptive Galaxies*, Zurich, 1971.
12. *А. Т. Каллоглян, Ф. Бёрнген*, *Астрофизика*, 12, 697, 1976.
13. *X. Butcher, A. Oemler Jr.*, *Ap. J.*, 219, 13, 1978.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 523.164.4

### НАБЛЮДЕНИЯ РЯДА ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600

В. А. САНАМЯН, Р. А. КАНДАЛЯН

Поступила 24 мая 1978

Приводятся результаты первых наблюдений галактик с ультрафиолетовым избытком в излучении, проведенных на радиотелескопе РАТАН-600 в интервале частот 2.3—14.4 Гц.

*Введение.* Наиболее общими физическими особенностями галактик Маркаряна является наличие ультрафиолетового избытка в спектре излучения и эмиссионных линий высокого возбуждения [1—2]. Они в целом относятся к интересному и активному классу объектов Вселенной, чем и обусловлено проявление разностороннего интереса астрономов к ним. И поскольку наличие радиоизлучения является одним из признаков, связанных с активностью ядер галактик, то с первых же дней их открытия галактики Маркаряна вызвали интерес и у радиоастрономов. В широком интервале радиочастот уже наблюдались почти все галактики, вошедшие в первые шесть списков Маркаряна [3—8].

После ввода в строй крупного, многоволнового радиотелескопа РАТАН-600 с высоким угловым разрешением [9], изучение галактик с ультрафиолетовым континуумом стало одной из основных задач научной программы телескопа. В настоящей статье приводятся результаты пробных наблюдений ряда галактик Маркаряна, проведенных на северном секторе радиотелескопа РАТАН-600 в конце 1976 г. и в июне 1977 г. Для этих наблюдений было выбрано небольшое число галактик, некоторые из них (Маркарян 314, 348, 501, 514 и 538) — ранее известные радионсточники. Галактики Маркарян 504, 626, 653 и 700 из списков 5 и 7 [10, 11] наблюдались впервые.

*Методы наблюдений.* Наблюдения одновременно проводились на частотах 2.3, 3.66, 7.7 и 14.4 Гц (13, 8.2, 3.9 и 2.08 см соответственно). На радиотелескопе РАТАН-600 предусмотрена возможность слежения за радиоисточником в течение 1.5 мин, путем скольжения каретки с рупорами вдоль фокальной линии второго зеркала антенны [12]. Однако в настоящее время такое накопление можно осуществлять только на одной частоте (не на всех частотах одновременно). По этой причине было решено на первый раз ограничиться, как правило, лишь регистрацией сигнала в момент прохождения источника через диаграмму направленности антенны для данной волны. Методом слежения наблюдались лишь Маркарян 314 и 504 на длине волны 3.9 см. Для длин волн 8.2 и 13 см вдоль фокальной линии зеркала облучателя помещены по одному рабочему рупору и рупору-эквиваленту, направленному в область Полярной звезды. На длинах же волн 2.08 и 3.9 см радиоисточник последовательно проходит через два идентичных рабочих рупора, центры которых смещены от фокальной плоскости на 40 и 90 мм соответственно. Поскольку длина волны 8.2 см соответствует примерно середине охваченного нами интервала длин волн, а эффективная площадь северного сектора антенны на этой волне наибольшая и поскольку радиометр на этой волне самый чувствительный, то полученные с ним данные мы считали решающими при оценке наличия или отсутствия детектируемого радиоизлучения.

Каждая галактика наблюдалась не менее чем два раза, т. е. прохождение источника записывалось, по меньшей мере, два раза при однорупорной системе облучения и четыре раза — при двухрупорной системе.

Переход от антенной температуры к плотности потока осуществлялся с помощью калибровочной кривой, построенной на основе наблюдений опорных источников. Для данной серии наблюдений в качестве опорных источников использовались ЗС 161, ЗС 286, Гидра А и Дева А.

*Результаты наблюдений и их интерпретация.* Усредненные результаты радионаблюдений для 9 галактик Маркаряна приведены в табл. 1. В ее столбцах последовательно даны: 1 — номер галактики в списках Маркаряна, 2, 3, 4, 5, 6 — усредненные значения и среднеквадратичные ошибки измерения потока в янских, для частот 0.327, 2.3, 3.66, 7.7 и 14.4 Гц соответственно. В тех случаях, когда сигнал не превышал утроенного значения величины среднеквадратичного отклонения выходных шумов радиометра, оценивались лишь верхние пределы потока на частоте 3.66 Гц (8.2 см); 7 — расстояние (Мпс), 8 — величины радиосветимостей ( $L_{\nu}$ ) для длины волны 8.2 см в единицах  $вт/гц стер$ , для тех галактик, потоки которых удалось оценить и красное смещение которых известно. При вычислении расстояний постоянная Хаббла принималась равной 75 км/сек Мпс. 9 — примечание о типах галактик.

Таблица 1

Номер галак- тики	0,327	2,3	3,66	7,7	14,4	Значения потоков (в нисках) в полосе частот 0,327—14,4 Гц		Примечание
						Расстояние (Mpc)	$L_p \cdot 10^{-24}$	
314	0,6	—	—	< 0,04	—	24	—	
348	—	—	0,28 ± 0,04	0,39 ± 0,08	—	56	—	Перемонный Сейферт
501	—	1,45 ± 0,11	1,25 ± 0,08	1,20 ± 0,08	0,78 ± 0,22	135	260	BL Lac Сейферт
504	0,80 ± 0,24	—	—	0,06 ± 0,02	—	148	—	Сейферт
514	—	< 0,5	0,30 ± 0,04	0,16 ± 0,03	—	—	—	—
538	—	—	0,08 ± 0,01	< 0,08	—	40	1,5	Перемонный
626	—	—	< 0,06	—	—	—	—	—
653	—	—	< 0,06	—	—	—	—	—
700	—	—	—	< 0,06	—	140	—	Сейферт

На рис. 1 приведены спектральные кривые для интервала частот 1.4—14.4 Гц. При их составлении, кроме наших данных (заполненные

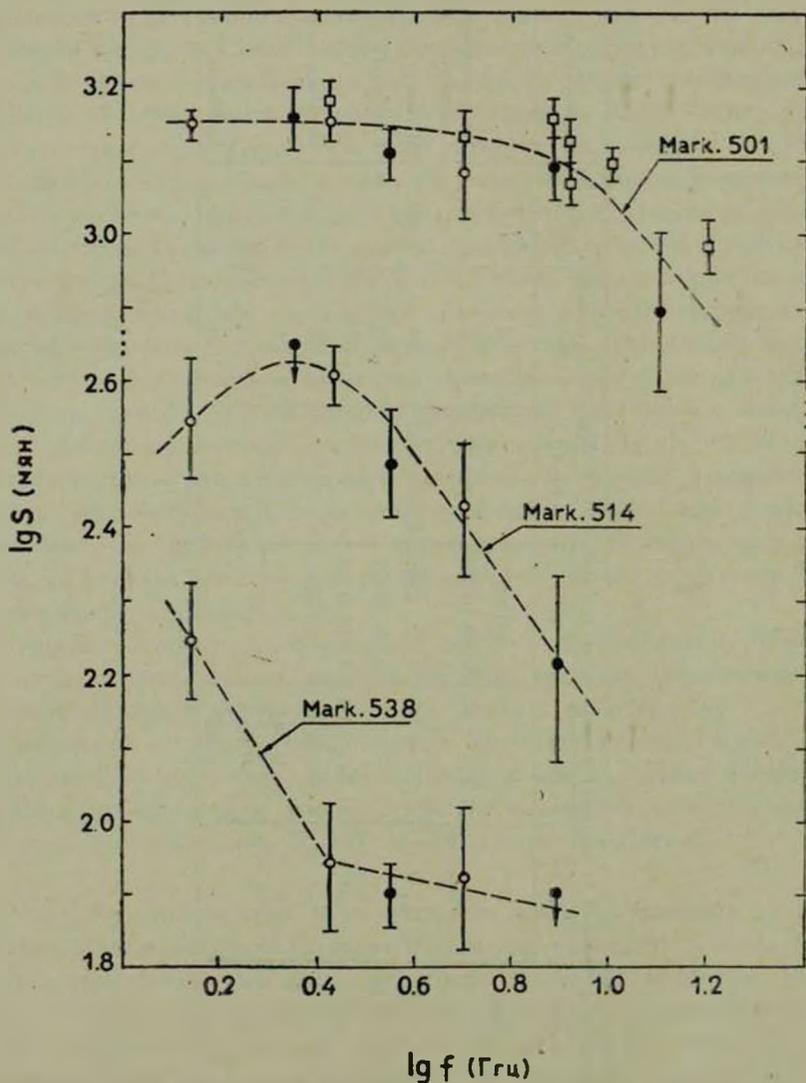


Рис. 1. Спектральные кривые галактик Маркарян 501, 514 и 538 для интервала частот 1.4—14.4 Гц. Заполненные кружки—наши данные, открытые кружки—данные из [8], открытые квадраты—из [5, 6], заполненные квадраты—из [7].

кружки), использовались данные Р. А. Шрамека, Г. М. Товмасына (квадраты) [5, 6] и В. Ж. Сулентика (кружки) [8]. При составлении спектров Маркарян 314 и 504 использовались также неопубликованные данные наблюдений на частоте 327 МГц, проведенных одним из авторов (В. А. С.)

на индийском радиотелескопе. Для Маркаряна 504 величина потока на этой частоте составляла  $0.8 \pm 0.24$  янских, а поток Маркаряна 314 не превышал 0.6 янских. Точки со стрелками вниз соответствуют тем случаям, когда оценивались лишь верхние пределы потоков.

Полученные нами данные для Маркаряна 348, 501, 514 и 538 достаточно хорошо согласуются с ранее полученными [5, 6, 8]. В частности, спектр Маркаряна 514 в интервале частот  $2.7 \div 7.7$  Гц прямолинейный, с характерным для синхротронного излучения спектральным индексом  $\alpha = 0.81$ . На частоте 2.3 Гц спектр этого источника показывает заметный завал. Имеющиеся данные для Маркаряна 538 на частотах  $< 2.5$  Гц недостаточны, чтобы точно оценить его спектр. Однако, если только измеренный поток на частоте 1.4 Гц не преувеличенный, тогда радиоспектр этой галактики достаточно крутой в интервале частот 1.4—2.7 Гц ( $\alpha = 1.04$ ) и очень пологий для более высоких частот ( $\alpha = 0.1$ ). Это свидетельствует о сложной структуре радиисточника в этой галактике.

Сложнее произвести анализ спектра галактики Маркаряна 348, поскольку радиисточник в ней переменный [7]. Приближенную временную зависимость изменения плотности потока этого источника можно оценить из графика на рис. 2. На графике точки, квадраты и кружки, как и на рис. 1,

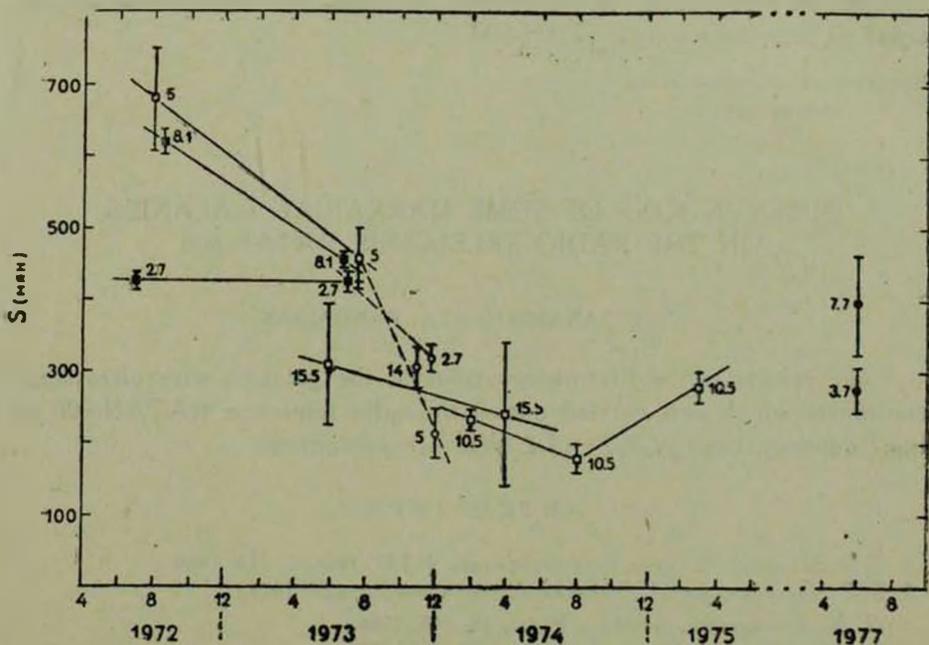


Рис. 2. Временная зависимость изменения плотности потока радионизлучения галактики Маркаряна 348. Обозначения те же, что и на рис. 1. Цифры показывают частоты в Гц.

соответствуют нашим данным, данным Шрамека и Товмасына, Сулентика и других авторов. Цифры у точек указывают частоту в Гц.

Следует отметить, что приведенные на рис. 2 данные неоднородны, т. к. они получены разными авторами, на разных радиотелескопах и разными методами наблюдений. Следовательно, длительные и однородные наблюдения этого источника в широком интервале частот могут дать новые интересные сведения об этой галактике.

Галактики Маркарян 626, 653 и 700 не показали заметного радиоизлучения на указанных выше длинах волн. Верхний предел потока радиоизлучения на волне 8.2 см не превышает 0.06 янских.

Галактика Маркарян 504, которая в перечисленных выше работах не отмечается как источник радиоизлучения, показала заметное радиоизлучение на частотах 0.327 и 7.7 Гц —  $0.8 \pm 0.24$  и  $0.06 \pm 0.015$  янских соответственно. Спектральный индекс в этом интервале частот составляет 0.82, что характерно для сейфертовских галактик. Для Маркарян 314 верхний предел радиопотока на указанных частотах не превышает 0.6 и 0.04 янских соответственно.

Авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение материала и ценные замечания и доктору физ.-мат. наук Ю. Н. Парийскому за содействие, оказанное при проведении наблюдений на радиотелескопе РАТАН-600.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## OBSERVATIONS OF SOME MARKARIAN GALAXIES ON THE RADIO TELESCOPE RATAN-600

V. A. SANAMIAN, R. A. KANDALIAN

The results of the first observations of the galaxies with ultraviolet continuum which were carried out on the radio telescope RATAN-600 at the frequency band of 2.3—14.4 GHz are presented.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Д. В. Вилман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968; 5, 113, 1969.
2. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 627, 1977.
3. Н. М. Товмассян, *Austr. J. Phys.*, 19, 565, 1966.
4. P. Thomasson, V. Malumian, *M. N.*, 162, 295, 1973.
5. R. A. Sramek, H. M. Tovmassian, *Ap. J.*, 207, 725, 1976.
6. G. Kojoyan, R. A. Sramek, D. F. Dickinson, H. M. Tovmassian, C. R. Purton, *Ap. J.*, 203, 323, 1976.

7. R. A. Sramek, H. M. Toumassian, *Ap. J.*, L13, 113, 1974.
8. J. W. Sulentic, *A. J.*, 81, 582, 1976.
9. Ю. Н. Парийский, О. Н. Шиврис, Д. В. Корольков, А. Б. Берлин, Н. А. Кайдановский, Н. А. Есепкина, Ю. К. Зверев, А. И. Копылов, Э. И. Коркин, А. П. Лавров, Н. С. Соболева, А. А. Стоцкий, Г. М. Тимофеева, *Изв. Вузов, Радиофизика*, 19, 1581, 1976.
10. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 8, 155, 1972.
11. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 10, 307, 1974.
12. А. Б. Берлин, Н. А. Есепкина, Ю. К. Зверев, А. В. Ипатов, Н. А. Кайдановский, А. И. Копылов, Э. И. Коркин, Д. В. Корольков, Н. М. Липовка, М. Мимгалиев, Ю. Н. Парийский, Н. С. Соболева, А. А. Стоцкий, Г. М. Тимофеева, Л. Н. Черков, О. Н. Шиврис, *Письма АЖ*, 2, 405, 1976.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 523.855

## КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. IX

М. Б. ПЕТРОСЯН

Поступила 8 апреля 1978

Приводится девятый список компактных групп компактных галактик, являющийся продолжением систематических исследований этого интересного класса астрофизических объектов. В список вошли 25 новых групп, найденных на картах Паломарского атласа. Полностью просмотрены зоны  $+6^\circ$ ,  $+12^\circ$ ,  $+18^\circ$ . К статье прилагаются репродукции, полученные с красных карт Паломарского атласа.

В список вошла примечательная группа № 360, которая напоминает Шахбазян 1.

Систематическое исследование и поиск интересного класса астрофизических объектов — компактных групп компактных галактик — еще продолжают.

Критерии для отбора новых компактных групп компактных галактик, найденных в зонах  $+6^\circ$ ,  $+12^\circ$ ,  $+18^\circ$  Паломарского атласа и приведенных в настоящей статье, остались такими же, как и в предыдущих работах (см., например, [1, 2]). К настоящему времени почти полностью закончена работа по просмотру карт Паломарского атласа в областях  $0^\circ$  —  $+90^\circ$  северных и  $0^\circ$  —  $-24^\circ$  южных зон.

Из довольно большого количества предварительно рассмотренных тесных группировок были отобраны 25 групп, которые, по нашему мнению, являются наиболее вероятными кандидатами в компактные группы компактных галактик.

При выборе групп было замечено, что сколо большинства из них наблюдаются отдельные более или менее компактные галактики, и так как только по картам невозможно определить, принадлежат ли они к группе или проектируются на нее, то определение степени компактности и диаметра группы становится несколько произвольным.

Как в предыдущих списках, так и здесь, нами было включено в список несколько «периферических», «вытянутых», более широких групп и цепочек.

Таблица 1

СПИСОК КОМПАКТНЫХ ГРУПП  
КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. IX

№	Координаты		n	D	P
	$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$			
338	00 <sup>h</sup> 01. <sup>m</sup> 8	03° 32.5	6	0.6	0.8
339	00 16.7	07 46.0	5	1.3	0.4
340	00 39.7	20 05.0	11	2.1	0.7
341	02 16.7	18 45.3	5	1.4	0.5
342	02 40.3	07 21.7	9	1.4	0.3
343	08 38.4	07 43.0	5	1.4	0.4
344	08 44.9	03 54.0	8	2.9	0.4
345	09 09.7	15 15.0	7	2	0.5
346	09 12.5	05 26.6	8	1.2	0.8
347	09 14.8	07 54.0	9	2.6	0.5
348	09 23.9	03 39.8	10	2.7	0.5
349	10 03.8	07 10.2	5	0.9	0.6
350	10 57.7	08 40.1	6	1.9	0.5
351	11 07.7	05 03.2	6	2.5	0.5
352	11 19.1	03 10.0	11	2.7	0.8
353	12 28.9	06 50.0	9	2.7	0.4
354	13 03.0	03 38.8	9	2.3	0.5
355	13 09.7	07 34.2	5	0.6	1
356	13 28.1	11 39.6	5	1.9	0.4
357	13 39.6	02 27.1	15	7.1	0.9
358	14 21.3	06 47.6	7	2.6	0.5
359	14 27.5	19 02.8	7	2	0.4
360	15 39.9	04 43.3	14	1.3	1.2
361	23 00.8	17 23.5	10	2.8	0.5
362	23 30.1	19 05.2	5	0.9	1.2

чек, которые вряд ли можно считать очень компактными, но они тоже представляют большой интерес.

Отметим, что такие своеобразные структуры могут оказаться реальными группировками лишь с некоторой вероятностью. Так, в группах компактных галактик среди отмеченных объектов могут быть спроектированные на них галактики и звезды, которые могут изменить вид группы. Таким образом, по данным, основанным лишь на обозрении карт Паломарского атласа, нельзя судить об истинной структуре каждой группы.

Подобные вопросы представляют большой интерес и будут рассмотрены при дальнейших фотометрических и спектроскопических исследованиях этих групп.

В работе представляются 25 новых групп и их репродукции, сделанные с карт Паломарского атласа в красных лучах. В настоящий список вошла, с нашей точки зрения, примечательная, компактная группа компактных галактик, которая приводится под номером 360. Как по степени компактности входящих в нее галактик, так и по степени компактности всей группы в целом она вполне сравнима со скоплением Шахбазян 1. В список вошли как группы, содержащие компактные галактики, так и группы смешанного типа.

Данные об обнаруженных 25 компактных группах компактных галактик приводятся в табл. 1. В столбцах таблицы последовательно даны: порядковый номер; экваториальные координаты с точностью  $0^m 1$  для прямых восхождений и  $1'$  для склонений; число галактик в группах; размер группы в минутах дуги; коэффициент относительной компактности, равный отношению суммы диаметров всех галактик группы к диаметру группы в целом.

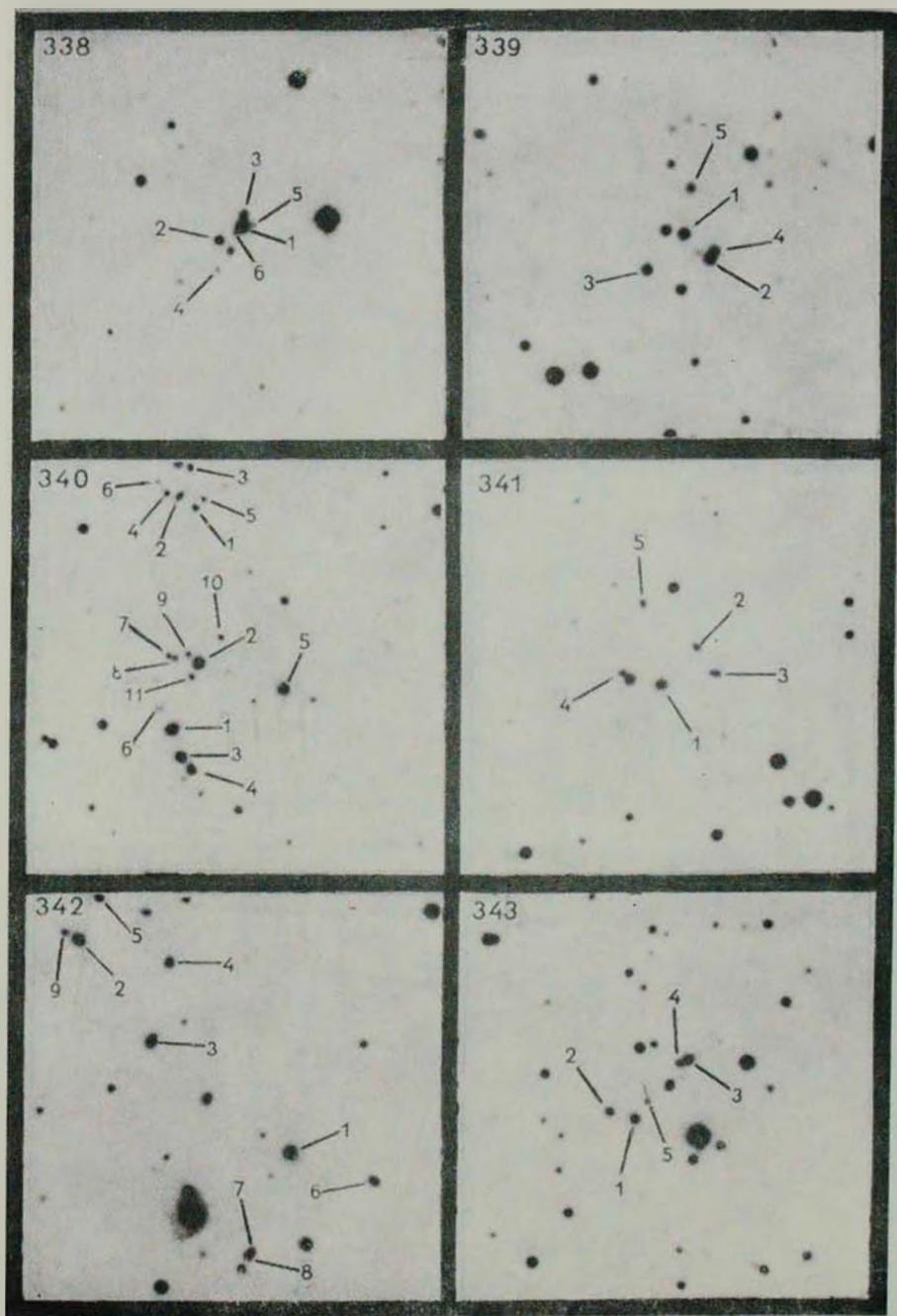
#### Примечания к таблице

- 338 — Изолированная компактная группа ярких компактных и слабых галактик. Объекты № 1, 2, 3 — компактные, № 4, 5, 6 — слабые, № 3 имеет звездоподобное изображение на обеих картах атласа. Нам все же кажется, что это скорее галактика.
- 339 — Изолированная бедная группа компактных галактик. Галактики № 1, 2, 3, 4 яркие и довольно компактные. Объект № 5 сравнительно слабый.
- 340 — Не вполне изолированная компактная группа компактных галактик. Группа состоит из ярких компактных (№ 1, 2, 3, 4) и слабых (№ 6, 7, 8, 9, 10, 11) объектов. Галактика № 5 менее компактна. К северу от группы есть другая группировка галактик, которая, возможно, связана с рассматриваемой группой.
- 341 — Бедная изолированная группа смешанного типа. Галактика № 4 имеет очень красное, весьма компактное звездоподобное изображение. Объект № 3 — вытянутый.
- 342 — Вытянутая группа ярких компактных и не вполне компактных галактик № 1, 2, 3, 4, 5. Объект № 6 — вытянутый, № 7, 8, 9 — сравнительно слабые. На область проектируется спиральная галактика, которая, по всей вероятности, не принадлежит группе.

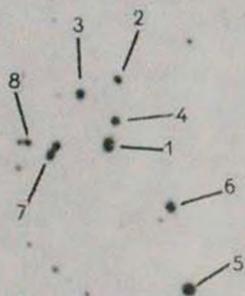
- 343 — Бедная группа смешанного типа. Яркие галактики № 1, 2, 5 имеют не вполне компактные изображения и слабый ореол.
- 344 — Вытянутая группа ярких компактных и не очень компактных галактик.
- 345 — Компактная группа ярких компактных галактик. Объекты № 1, 2, 3 — яркие, № 4 имеет компактное звездоподобное изображение.
- 346 — Компактная группа ярких компактных галактик. В области группы есть фон из слабых галактик. Возможно, что группа входит в состав скопления. Галактики № 1, 2, 3, 5 яркие и компактные, № 4 имеет вытянутые диффузные придатки. Объекты № 6, 7, 8 относительно слабые. Яркие галактики № 1, 2, 3 и 4 образуют цепочку и погружены в диффузную материю, также вытянутую вдоль цепочки.
- 347 — Плохо изолированная группа компактных галактик. Объекты № 1, 2, 3, 4 яркие и компактные, № 5 — вытянутый, № 6 имеет диффузное изображение, № 7, 8, 9 имеют звездоподобные изображения.
- 348 — Плохо изолированная широкая группа довольно ярких и относительно слабых компактных галактик. В группе особенно яркие объекты № 1 и 2, № 4 — вытянутый, № 5 имеет звездоподобное изображение. Галактики № 6, 7, 8, 9, 10 — слабые. Нельзя утверждать, что группа состоит из физически связанных объектов.
- 349 — Изолированная компактная группа. Она состоит из пяти сравнительно компактных галактик.
- 350 — Не вполне изолированная компактная группа смешанного типа. Галактики № 3 имеет диффузное изображение на обеих картах. Объект № 4 имеет звездоподобное изображение.
- 351 — Группа близких галактик. Объекты яркие, но не вполне компактные. В этой области у Цвикки отмечены компактные галактики, которые входят в состав скопления Zw II 06.2 + 05 16. Объекты № 1, 2, 3 яркие и на красной карте атласа имеют широкий ореол, № 4 и 5 — вытянутые. Возможно, спиральная галактика № 6 не принадлежит группе и с галактикой № 7 составляет двойную систему.
- 352 — Интересная группа, состоит из ярких красных компактных галактик. Объекты № 1, 2, 3 имеют слабый ореол, № 4 и 5 — весьма компактные. Галактики № 6, 7 вытянутые, № 9, 10, 11 — сравнительно слабые. Объект № 7 может оказаться звездой. Группа плохо изолирована. Здесь находится скопление галактик Zw II 19.7 + 03 05 [3], в котором отмечены компактные галактики.
- 353 — Изолированная вытянутая группа. На красной карте атласа имеются две не вполне компактные, № 1 и 2, пять, № 3, 4, 5, 6, 7, компактных галактик. Объекты № 8, 9 имеют вытянутую форму и, возможно, являются спиральными галактиками.
- 354 — Плохо изолированная, не очень компактная группа ярких красных галактик. Объект № 1 ярче остальных членов группы, и на красной карте замечается окружающий его слабый ореол; № 2, 3, 4, 6, 8 — компактные.
- 355 — Бедная изолированная группа компактных галактик. Объект № 2 имеет звездоподобное изображение и может оказаться звездой.
- 356 — Не вполне компактная группа смешанного типа. Галактики № 1, 2, 4 на картах показывают широкий ореол. Группа изолирована.
- 357 — Широкая интересная группа ярких компактных галактик. Группа плохо изолирована, и, по всей вероятности, здесь скопление галактик. На юге находится «триплет» из ярких галактик, который, может быть, принадлежит группе. В каталоге Цвикки [3] в этой области отмечено скопление Zw 13 39.5 + 02 33.

## КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

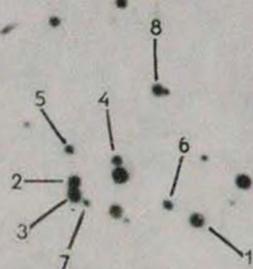
Масштаб 1 мм = 10". В левом верхнем углу отмечены номера, под которыми группы приводятся в списке



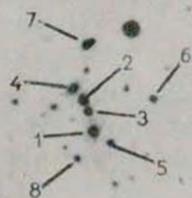
344



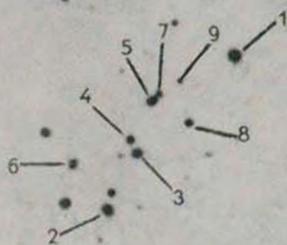
345



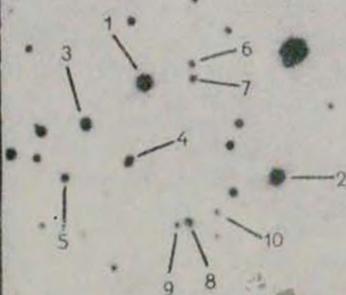
346



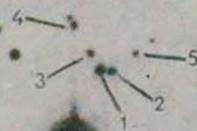
347



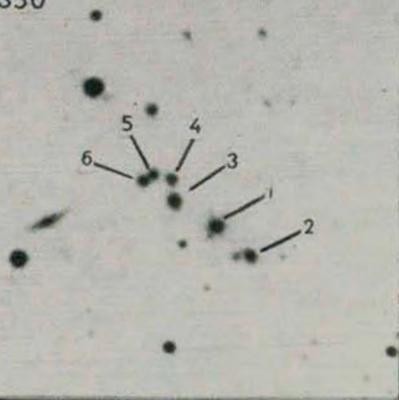
348



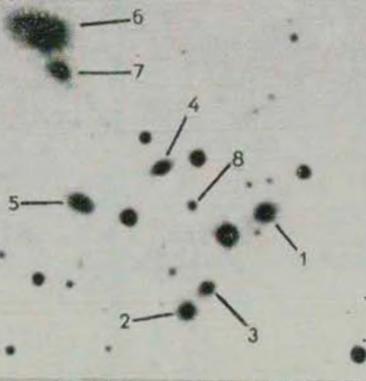
349



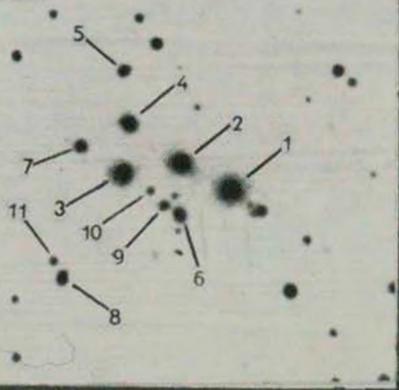
350



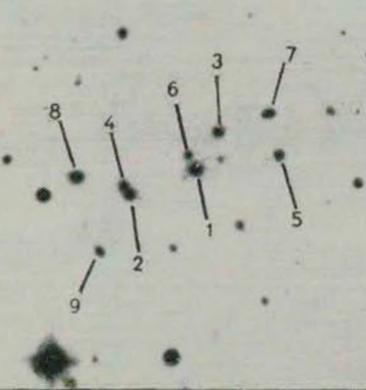
351



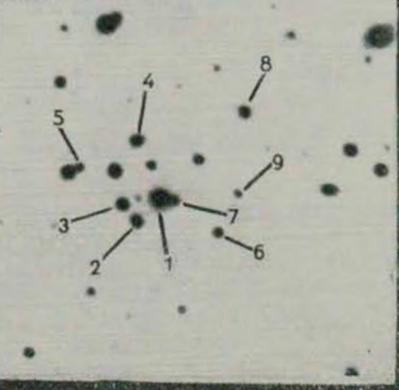
352



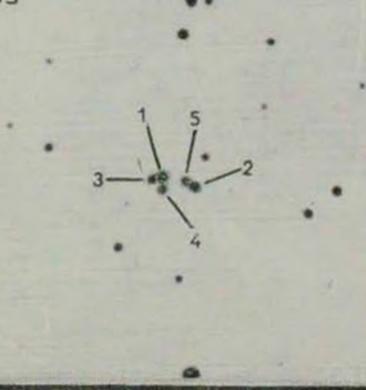
353

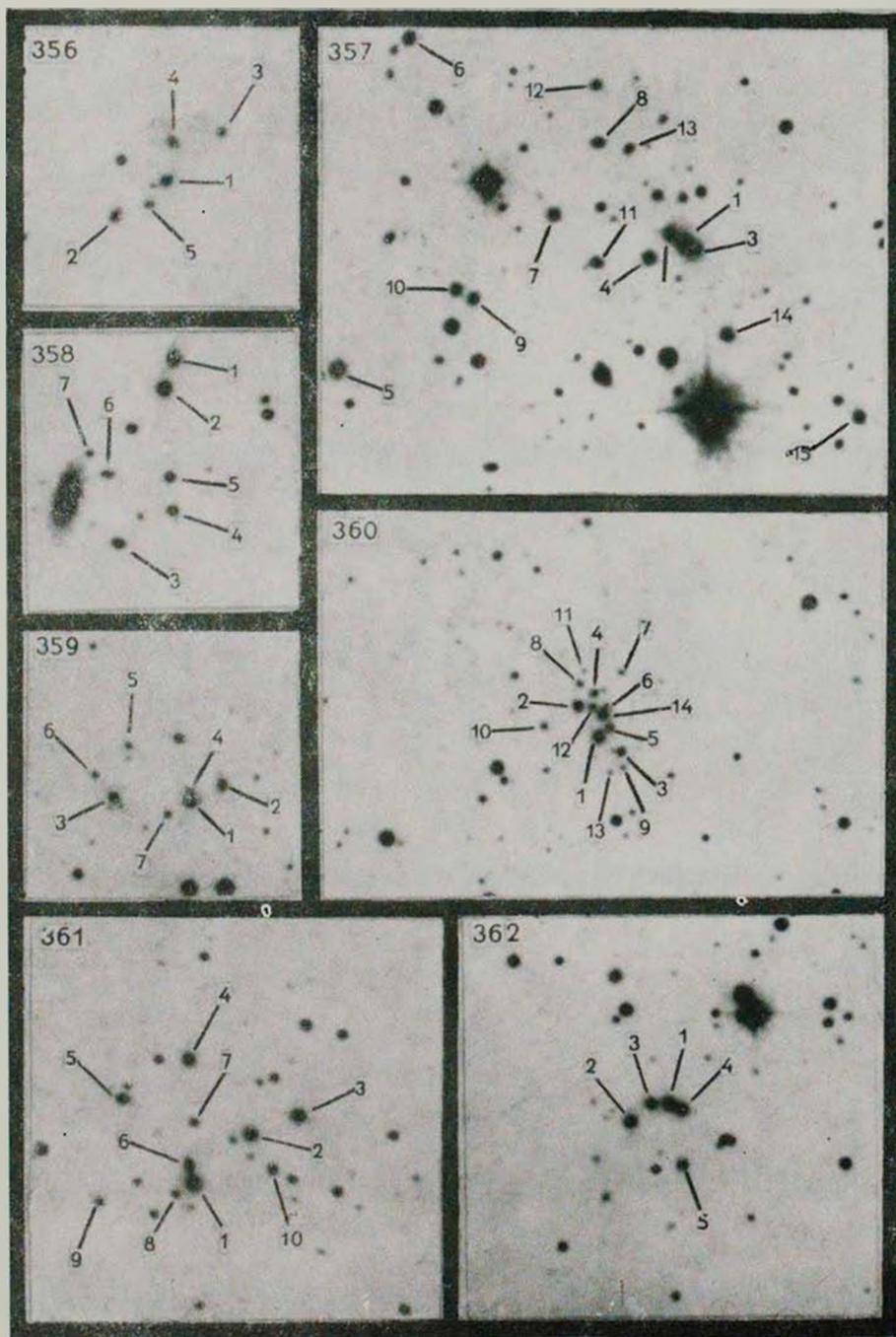


354



355





- 358 — Компактная смешанная группа, состоит из ярких и компактных галактик. Галактики № 1, 2 более яркие и погружены в общую диффузную материю. Объекты № 3, 4, 7 компактные, № 5 имеет звездоподобное изображение на обеих картах атласа и может оказаться звездой.
- 359 — Периферическая группа компактных галактик. В области группы есть фон из слабых объектов. Галактики № 1, 2, 3 довольно яркие и имеют ореол. Объект № 4 вытянутый, но компактный, № 5, 6, 7 — относительно слабые и компактные.
- 360 — Интересная компактная группа, богатая компактными галактиками. Она состоит из ярких красных и слабых объектов. На область группы налагается поле из слабых галактик, однако в этом участке не отмечено скопление Цвикки. Группа напоминает скопление Шахбазян 1. Объект № 14 имеет очень компактное изображение на обеих картах Паломарского атласа.
- 361 — Плохо изолированная широкая группа ярких компактных галактик смешанного типа. Сверху наблюдаются яркие галактики. Объекты № 1, 2, 3, 4, 7 яркие, компактные, № 5, 6, 8, 9 имеют вытянутые изображения, № 10 может оказаться звездой. Наблюдается слабый фон галактик. В этой области находится скопление Zw 23 00 + 17 24.
- 362 — Довольно компактная группа ярких компактных галактик. Все объекты красные — № 1, 2, 3, 4, 5. Группа хорошо изолирована.

Автор выражает глубокую признательность академику В. А. Амбарцумяну за ценные дискуссии, а также Р. К. Шахбазян за советы при выборе обнаруженных объектов.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES. IX

M. V. PETROSIAN

The ninth list of compact groups of compact galaxies is presented. The list contains 25 new objects of this type, discovered on the maps of the Palomar Sky Atlas.

The present part of the survey covers completely the declination zones  $+6^\circ$ ,  $+12^\circ$ ,  $+18^\circ$ . The identification charts of all groups in red colour are given. The list contains a remarkable group No. 360, which is similar to Shahbazian 1.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. К. Шахбазян. *Астрофизика*, 9, 495, 1973.
2. Р. К. Шахбазян, М. В. Петросян, *Астрофизика*, 10, 13, 1974.
3. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. 1, 1961.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 524.3

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЛАКТИКИ ПО РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДОРОДА В ЛИНИИ 21 СМ. I. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ. НЕРЕЗОНАНСНАЯ ОБЛАСТЬ

В. Г. БЕРМАН, Ю. Н. МИШУРОВ

Поступила 26 июня 1978

Рассчитаны теоретические контуры линии радиоизлучения H I в рамках модели спиральной структуры Галактики [1, 2, 7] для долгот  $30^\circ < l < 60^\circ$ . Проводится сравнение этих профилей с наблюдаемыми. Обсуждаются некоторые другие модели.

1. *Введение.* Для определения параметров спиральной структуры Галактики необходимо привлекать всю совокупность наблюдательных данных, полученных по различным объектам: по кинематике звезд, радиоизлучению нейтрального водорода, линиям молекул и т. д. В [1, 2] найдены параметры спиральной структуры Галактики по кинематике молодых звезд. Настоящей работой мы начнем исследование крупномасштабной структуры нейтрального водорода в Галактике по радиоизлучению в линии 21 см в рамках волновой теории спиральной структуры галактик.

В ранних работах, посвященных изучению движения и распределения H I, в соответствии с аксиально-симметричной стационарной моделью Галактики предполагалось, что межзвездный газ совершает чисто круговое движение. Однако «провалы» в кривой вращения, полученной при этом предположении, систематические различия в северной и южной кривых вращения, смещение профилей линий радиоизлучения при долготах  $l = 0, 180^\circ$ , а также некоторые другие обстоятельства приводят к выводу о наличии некруговых движений газа (см. [3]). Крупномасштабные систематические отклонения движения межзвездного газа от кругового естественно связать со спиральной структурой Галактики. Действительно, спиральная волна плотности, распространяющаяся по звездному диску, своим

гравитационным полем возмущает круговое движение газа, что должно проявиться в контурах линий радиоизлучения. Параметры спиральной волны плотности  $\Omega_p$  — угловая скорость вращения узора и амплитуда силы гравитационного поля рукава  $F$ , получающиеся по различным объектам, должны, очевидно, совпадать друг с другом.

В ряде работ (см., например, [3—5]) интерпретировались наблюдения радиоизлучения HI в рамках теории волн плотности, однако вследствие того, что использованные для расчетов модели не являлись самосогласованными с точки зрения волновой теории спиральной структуры, вывод, сделанный авторами, о хорошем согласии теории, развитой Лином и др. [6], не обоснован (в [6] получены следующие параметры спиральной структуры Галактики:  $\Omega_p \approx 13$  км/сек · кпс,  $F_0 \approx 0.05$ ; здесь и далее индекс «0» относится к величинам с координатами Солнца).

В настоящей работе показано, что параметры спиральной структуры Галактики, найденные в [1, 2] ( $\Omega_p$  близко к угловой скорости вращения галактического диска  $\Omega_0$  на расстоянии Солнца,  $F_0 \approx 0.1$ ), согласуются с радионаблюдениями HI. В целом результаты исследования кинематики звезд и радиоизлучения HI свидетельствуют о том, что с большей вероятностью в Галактике реализуется модель, предложенная Марочником и др. [7], согласно которой  $\Omega_p = 23$  км/сек · кпс.

2. *Некруговые движения, предсказываемые линейной теорией волн плотности в нерезонансной области.* Представим гравитационный потенциал Галактики  $\varphi$  в виде основной осесимметричной части  $\varphi_G(R)$  и малого возмущения от спиральной волны:

$$\varphi = \varphi_G + A(R) \cos \lambda, \quad (1)$$

где  $A < 0$  — амплитуда возмущения потенциала гравитационного поля

волны,  $\lambda = \int_{R_0}^R k(R') dR' - 2\theta + \lambda_0$  — фаза волны,  $k < 0$  — радиальное волновое число,  $R, \theta$  — полярные галактоцентрические координаты ( $\theta$  — отсчитывается по часовой стрелке в направлении вращения Галактики).

Как и в работах, цитированных в [3], для расчета некруговых движений газа используем линейную теорию, т. е. считаем, что отклонения от кругового движения малы. Тогда возмущения плотности и компонент систематической скорости газа в приближении «тугой закрутки» спиралей ( $kR/2 \gg 1$ ) равны [6]:

$$\sigma_1/\sigma_0 = -AkQ \cos \lambda; \quad (2)$$

$$u_1 = 2A(\Omega_p - \Omega)Q \cos \lambda; \quad (3)$$

$$v_1 = -A(x^2/2\Omega)Q \sin \lambda, \tag{4}$$

где  $\Omega(R)$  — угловая скорость вращения газового диска,  $x^2 = 4\Omega^2(1 + Rd\Omega/dR/2\Omega)$ ,  $\tau_0$  и  $\tau_1$  — невозмущенная и возмущенная поверхностные плотности газа,  $u_1$  и  $v_1$ , соответственно, радиальная и азимутальная компоненты возмущенной скорости,  $Q = k[x^2 + k^2c^2 - 4(\Omega_p - \Omega)^2]^{-1}$ ,  $c$  — скорость звука в газе. Амплитуда силы гравитационного поля рукава  $F$  связана с амплитудой потенциала соотношением:

$$F = kA(R\Omega^2). \tag{5}$$

Решения (2—4) справедливы вдали от резонансов, которые определяются из условий  $v = 2(\Omega_p - \Omega)/x = 0, \pm 1$  (о соответствующих ограничениях см. ниже). Резонансные области подробно будут исследованы в следующих работах.

Проекция на луч зрения скорости некоторой точки, лежащей на этом луче, относительно Солнца  $v_r$  равна:

$$v_r = R_0(\Omega - \Omega_0) \sin l + u_0 \cos l - v_0 \sin l - \\ - u_1 \cos(l + \eta) + v_1 \sin(l + \eta), \tag{6}$$

где  $l$  — галактическая долгота,  $u_0$  и  $v_0$ , соответственно, радиальная и азимутальная компоненты скорости Солнца относительно диска, вращающегося с угловой скоростью  $\Omega_0$ . Обычно радионаблюдения представляют с учетом поправок на местный стандарт покоя, который определяется скоростью движения Солнца относительно локального центроида [3]. Однако локальный центроид может иметь относительно диска отличную от нуля скорость. Как показано в [1, 2], движение локального центроида полностью обусловлено действием спирального рукава. Таким образом, если пользоваться радионаблюдениями с учетом поправок на местный стандарт покоя, то  $u_0$  и  $v_0$  есть компоненты скорости локального центроида относительно диска.

Задав  $\Omega_p, \lambda_0, u_0, v_0$  и зависимости от координат величин, входящих в (2—6), по стандартным формулам [8] можно рассчитать оптическую толщину  $\tau$  и яркостную температуру  $T_B$  излучения в зависимости от  $l$  и доплеровской скорости  $V$ .

3. Обсуждение моделей движения *HI*. Наиболее подробно остановимся на результатах Бертона [8]. В этой работе из (3) и (4) с помощью (2) исключается  $A$  и задается

$$S(R) \equiv (\rho_{\max} - \rho_{\min})/(\rho_{\max} + \rho_{\min}) = \tau_1/(\tau_0 \cos \lambda),$$

где  $\rho_{\max}$  и  $\rho_{\min}$  — плотности, соответственно, в центре рукава и между рукавами. Вообще говоря, задавать более или менее произвольно

$S(R)$  нельзя, поскольку  $A(R)$  согласно волновой теории удовлетворяет соотношению [9]:

$$A = \text{const} \cdot (RR_0)^{-1/2}. \quad (7)$$

Здесь  $R_0$  определяется выражением (59b) работы [9] и в области вдали от  $|\nu| = 1$  достаточно точно аппроксимируется выражением  $R_0 = 3/2|\nu|$ . Убедимся, что зависимость  $S(R)$ , использованная в [8], не согласуется с [7], вытекающей из волновой теории спиральной структуры. Воспользовавшись  $S(R)$  из [8], с помощью (2) найдем амплитуду  $A(R)$  для  $\Omega_p = 13$  км/сек·кпс и сравним ее с кривой, получающейся из (7). Определить константу в (7) можно, задав, например,  $F_0$ . Прежде всего отметим, что для параметров Бертона [8] из (2) и (5) получаем  $F_0 \approx 0.026$ . Это значение отличается от принимаемого в теории Лина и Шу  $F_0 = 0.05$  [6]. На рис. 1 приведены  $A(R)$ , полученные при параметрах [8] и из (7), если в последнем случае константу определить, задав  $F_0 = 0.05$ . Как видно, соответствующие кривые заметно отличаются. Чтобы ответить на вопрос, на-

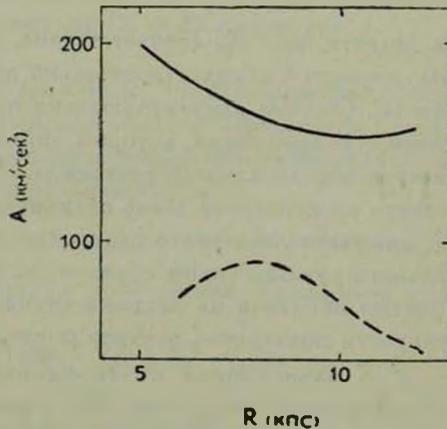


Рис. 1. Зависимости  $A(R)$ : пунктирная—для  $S(R)$  согласно [8]; сплошная—согласно (7) для  $F_0 = 0.05$ ,  $\Omega_p = 13$  км/сек·кпс.

сколько чувствительны теоретические профили к этим изменениям, модифицируем расчеты Бертона следующим образом: фиксируем  $F_0 = 0.05$ , определяем константу в (7) и находим  $A(R)$ , затем из (3) и (4)  $u_1$  и  $v_2$ , после чего рассчитываем теоретические контуры радиоизлучения. На рис. 2 приведены соответствующие профили, наложенные на наблюдаемые [10], а также профили из [8]. Хорошо видно, что контуры весьма чувствительны к описанным изменениям. (Это и

понятно, поскольку  $A(R)$  входит в показатель экспоненты в выражении для  $T_B(V)$  [8]). Отметим появление отрицательных температур. Это связано с тем, что возникают области с  $S > 1$ , т. е. полная плотность газа отрицательна, что физически бессмысленно и есть следствие неприменимости линейной теории. Кроме того, в первом случае теоретические профили заметно хуже удовлетворяют наблюдениям, чем во втором.

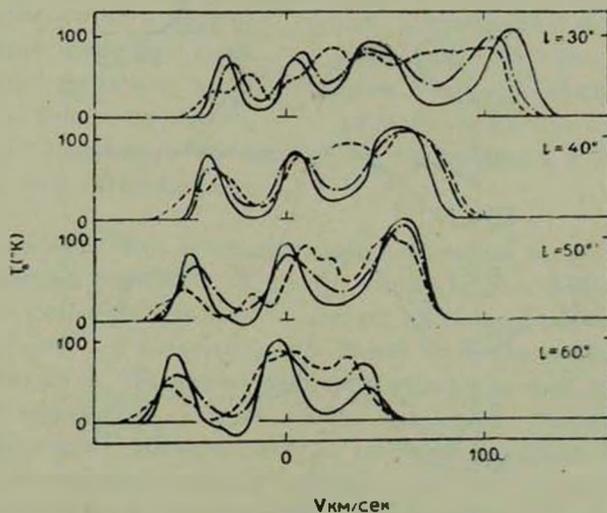


Рис. 2. Контуры линий радиоизлучения: пунктирная — наблюдения [10]; штрихпунктирная — для модели I из [8]; сплошная — модификация расчетов Бертона по п. 3.

Обратимся к выбору зависимости  $k(R) = -2/\text{tg } i$ . В [8] принимается  $\text{tg } i = t_0 + t_1 R$ , где  $t_0$  и  $t_1$  — некоторые константы, причем они то и подбираются так, чтобы наилучшим образом удовлетворить наблюдаемым профилям. С точки зрения теории Лина и Шу это не последовательно, поскольку  $k(R)$  есть решение соответствующего дисперсионного уравнения [6]. В некоторых работах (например, [4, 5]) берется  $i = \text{const}$ . Это также является неудовлетворительным (хотя в [5] отмечается, что задача построения самосогласованной кинематической модели межзвездного газа не ставилась).

Резюмируя, можно сказать следующее. В [8] и других аналогичных работах построены модели движения межзвездного газа, которые более или менее хорошо согласуются с наблюдениями. Однако, вследствие того, что описание газа с динамической точки зрения являлось не самосогласованным, вывод о согласии теории Лина и Шу [6] с радионаблюдениями НI представляются необоснованным.

4. Расчет теоретических контуров линий радиоизлучения HI для модели [1, 2, 7]. Приступим к изложению расчета теоретических контуров линий радиоизлучения HI, основанного на самосогласованной, с точки зре-

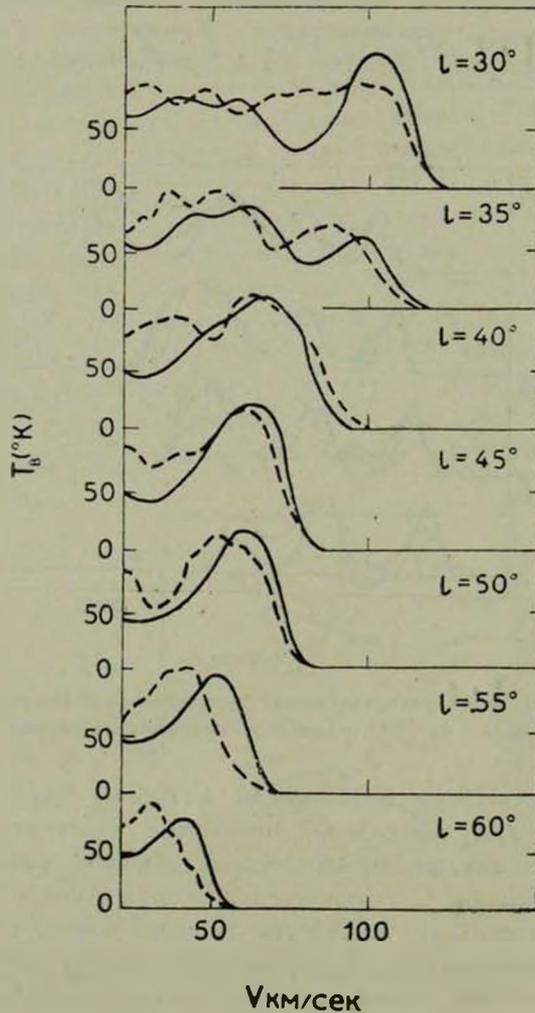


Рис. 3. Контурь линий радиоизлучения: пунктирная — наблюдения [10]; сплошная — теоретические п. 4.

ния волновой теории спиральной структуры галактик, модели движения межзвездного газа.

Примем  $F_0 = 0.1$ ,  $\Omega_p = 24$  км/сек · кпс,  $\gamma_0 = 160$  [1, 2]. В области  $5$  кпс  $< R < 10$  кпс аппроксимируем  $k \approx (0.4 \cdot R - 5)$  кпс $^{-1}$  [7]. Положим  $u_0 = v_0 = 0$ . Остальные величины возьмем из [8]. Вычисляя  $\tau$ , процесс

интегрирования заканчиваем при  $|\nu| = 0.05$ , поскольку дальше мы попадаем в область коротационного резонанса  $\nu = 0$ , где выражения (2)–(4), (7) несправедливы. Долгота  $l$  изменялась в пределах  $30 \ll l \ll 60^\circ$ . Нижний предел определялся областью применимости аппроксимации  $k(R)$ , верхний — из условия  $\nu$  далеко от нуля. Для этих параметров из (5) и (7) находим  $A(R)$ , затем из (3) и (4)  $u_1$  и  $v_1$  и дальше стандартным методом  $T_B(V)$ . Результаты для некоторых долгот представлены на рис. 3 (поскольку для получения кривой вращения наиболее важной является правая часть профиля вблизи предельной скорости, то приведена именно она). Как видно, согласие такое же хорошее, как и для контуров, рассчитанных в [8]. Отметим также следующее. Несмотря на то, что в нашем случае  $F_0$  в 2 раза больше, чем в [6], проблемы с  $T_B < 0$  не возникает, поскольку  $\Omega_p$  также почти в 2 раза больше, чем в [6], и нет областей, где  $S > 1$ .

5. *Заключение.* Использованные выше формулы неприменимы в резонансных областях, поэтому с их помощью нельзя рассчитать контуры для всех долгот и скоростей. По этой причине в настоящей работе не ставилась цель найти  $F_0$  и  $\Omega_p$  с большей или меньшей точностью. Мы хотели лишь продемонстрировать, что можно построить модель движения межзвездного газа, самосогласованную с точки зрения волновой теории спиральной структуры галактик, удовлетворяющую радионаблюдениям HI. Для окончательного определения параметров спиральной структуры Галактики необходимо рассчитать контуры линий радиоизлучения HI для  $0 \leq l \leq 2\pi$ , при этом определять их совместно с кривой вращения, варьируя соответствующие параметры, а также  $u_0$  и  $v_0$ .

Ростовский государственный  
университет

## DETERMINATION OF THE GALAXY SPIRAL STRUCTURE PARAMETERS FROM HI AT 21 cm. I. LINEAR THEORY. NONRESONANT REGION

V. G. BERMAN, Yu. N. MISHUROV

Theoretical contours HI emission based on the Galaxy spiral structure model [1, 2, 7] for  $30^\circ \leq l \leq 60^\circ$  are calculated. Comparison of these contours with observations is given. Some other models are discussed.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Миширов, Е. Д. Павловская, А. А. Сучков, *Астрон. ж.*, 1978 (в печати).
2. Ю. Н. Миширов, Е. Д. Павловская, А. А. Сучков, *Астрон. цирк.*, № 967, 1977.
3. У. Б. Бертон, в кн. «Галактическая и внегалактическая радиоастрономия», Мир, М., 1976, стр. 133.
4. С. Yuan, *Ap. J.*, 158, 871, 1969.
5. S. C. Stimson, *Astron. Astrophys.*, 46, 261, 1976.
6. C. C. Lin, C. Yuan, F. H. Shu, *Ap. J.*, 155, 721, 1969.
7. L. S. Marochnik, Yu. N. Mishurov, A. A. Suchkov, *Astrophys. Space. Sci.*, 19, 285, 1972.
8. W. B. Burton, *Astron. Astrophys.*, 10, 76, 1971.
9. F. H. Shu, *Ap. J.*, 160, 99, 1970.
10. W. B. Burton, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 2, 261, 1970.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 523.821

## ФОТОМЕТРИЯ НЕКОТОРЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД В ДИАПАЗОНЕ 1—2.5 МКМ

В. В. КИРЬЯН, Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН, Г. М. ТОВМАСЯН,  
Ю. Л. ШАХБАЗЯН

Поступила 30 июля 1978

Выполнены наблюдения 8 углеродных звезд в диапазоне 1—2.5 мкм. Показано, что в излучении некоторых из этих звезд присутствует избыточное излучение, принадлежащее, возможно, пылевому околозвездному оболочкам. Установлена корреляция этого избытка с содержанием углерода. Отмечено, что наличие такой корреляции противоречит представлениям о конденсации графитовой пыли в атмосферах углеродных звезд.

Углеродные звезды — звезды с повышенным содержанием углерода — представляют особый интерес для исследования звездной эволюции, так как наблюдаемые в их спектрах некоторые абсорбционные линии и полосы обусловлены химическими элементами, образовавшимися, возможно, в результате эволюционных внутризвездных процессов. К настоящему времени известно более 3000 углеродных звезд, список которых приведен в [1]. Многие углеродные звезды являются переменными и входят в каталог переменных звезд [2]. Среди переменных углеродных звезд имеются долгопериодические переменные типа М, полуправильные переменные типа SR и неправильные переменные типа Lb. Так как углеродные звезды имеют эффективные температуры около 2000—3000°K, то их излучение сосредоточено преимущественно в ближней инфракрасной области спектра. Поэтому инфракрасные наблюдения углеродных звезд весьма целесообразны. Такие наблюдения представляют особый интерес, поскольку в инфракрасной области спектра имеются полосы поглощения некоторых молекул, не наблюдаемых в оптическом диапазоне, а также возможно присутствие дополнительного излучения, в частности, излучения пылевых околозвездных оболочек.

В настоящей работе приводятся результаты среднеполосных инфракрасных наблюдений некоторых звезд из каталогов [1] и [2]. Наблюдения выполнялись с помощью одноканального фотометра, собранного на базе стандартного фотометра АФМ-3. Новыми узлами являлись модулятор с частотой модуляции 93 гц, узел смены фильтров, эталонный источник (термостатированный светодиод, питаемый стабилизированным напряжением) и фотоблок, включающий приемник PbS, охлаждаемый углекислотой. Кроме того, в фотометр встроены узел абсолютно черного тела, предназначенного для калибровки приемника, а также узел поляроида-анализатора.

Приемник PbS имеет чувствительную площадку размером  $0.4 \times 0.4$  мм<sup>2</sup>. Чувствительный слой напылен на иммерсионную линзу из стекла К8. Частота модуляции и напряжение питания приемника выбраны из условия максимума отношения сигнал/шум. Камера приемника герметизирована и заполнена силикагелем. Приемник охлаждается через массивный медный радиатор, к которому прижимается брикет углекислоты. Одного брикета хватает в зависимости от температуры окружающего воздуха на 3—3.5 часа работы.

Вблизи приемника, но без теплового контакта с ним, размещен предусилитель, выполненный на микросхеме серии 504. Регистрирующая система собрана из стандартных приборов и имеет вывод на самописец или аналого-цифровой преобразователь с интегратором.

Наблюдения проводились в фокусе Несмита телескопа ЗТА-2.6 м Бюраканской астрофизической обсерватории. Применялись сменные диафрагмы, обеспечивающие поле зрения 5, 10, 15, 25". Согласование фотометра с телескопом выполнено таким образом, чтобы изображение звезды вписывалось в квадрат чувствительной площадки приемника. При наблюдениях применялись интерференционные фильтры, основные параметры которых (длина волны  $\lambda$ , соответствующая максимуму пропускания, ширина полосы  $\Delta\lambda$  по половине пропускания и пропускание  $\tau$  в максимуме) приводятся в табл. 1. Полосы пропускания использованных фильтров находятся вне известных интенсивных полос молекулярного поглощения и поэтому измерения, произведенные с помощью этих фильтров, дают определенное представление о распределении энергии в непрерывном спектре наблюдаемых звезд.

В табл. 2 приведен список исследованных звезд. Здесь даны обозначения звезд по каталогам [1] или [2], их спектральные классы и даты наблюдений. Порядок наблюдений был принят следующий: эталон, нуль, звезда в первом фильтре, фон в первом фильтре, фон в следующем фильтре, звезда в этом фильтре и т. д., затем снова эталон и нуль. Калибровка аппаратуры производилась после каждой заправки углекислотой.

Для всех исследованных углеродных звезд определены избытки цветов [L] — [1.54] по отношению к соответствующим цветам принятой в ка-

Таблица 1

ФИЛЬТРЫ. ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ПРИ НАБЛЮДЕНИЯХ

$\lambda$ мкм	0.96	1.04	1.54	1.72	1.75	1.98	2.02	2.17	2.23	2.39
$\Delta\lambda$ мкм	0.03	0.02	0.03	0.04	0.03	0.05	0.05	0.05	0.06	0.04
$\tau$ %	24	34	60	57	34	52	58	62	62	68

Таблица 2

СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

Звезда	Спектр	Дата наблюдений
VY U Ma	C6, 3	26,27 04 1978
SS Vir	C5, 3e	26,27 04 ..
RR Her	C7, 2	30/1 04-05 ..
RY Dra	C4, 4	1/2 05 ..
N 1343	C1p, 2	2 3 05 ..
HK Lyr	C6, 4	3/4 05 ..
T Lyr	C6, 5	3/4 05 ..
V Aql	C6, 4	25/26 06 ..

честве стандарта звезды типа КО III  $\beta$  UMi. Эти данные, выраженные в звездных величинах, представлены в табл. 3. Приведенные в табл. 3 цвета были исправлены за атмосферное поглощение с учетом различия воз-

Таблица 3

ЦВЕТА [ $\nu$ ] - [1.54] В ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИНАХ

Звезда \ $\lambda$	0.96	1.72	1.75	1.98	2.02	2.17	2.23	2.39
VY U Ma	0.49	-0.39	-0.55	-0.45	-0.54	-0.59	-0.53	-0.54
SS Vir	0.61	-0.40	-0.52	-0.62	-0.72	-1.12	-1.01	-0.95
RR Her	0.51	-0.26	-0.26	-0.28	-0.26	-0.58	-0.40	-0.15
RY Dra	0.50	-0.59	-0.71	-0.58	-0.81	-1.03	-0.89	-0.92
N 1343	-0.12	0.00	0.28	-0.13	-0.49	-0.58	-0.38	-0.78
HK Lyr	0.48	-0.71	-0.81	-0.84	-1.14	-0.94	-	-0.74
T Lyr	0.80	-1.00	-1.03	-0.81	-1.26	-1.14	-	-1.58
V Aql	0.70	-0.37	-0.37	-0.50	-0.60	-0.77	-0.65	-0.82

душных масс сравниваемых звезд и звезды стандарта. Так как все звезды наблюдались на сравнительно небольших зенитных расстояниях и различия в воздушных массах не превышали 0.2, то и эти поправки  $\Delta m$ , приведенные в табл. 4, были невелики. Как показали повторные наблюдения.

среднеквадратичная дисперсия приведенных в табл. 3 исправленных за атмосферное поглощение избытков цветов не превышает 0<sup>m</sup>05.

Таблица 4

ПОПРАВКИ  $\Delta m$  ЗА АТМОСФЕРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

$\lambda$ Звезда	0.96	1.72	1.75	1.98	2.02	2.23	2.39
VY U Ma	0.00	0.01	0.05	0.00	0.05	0.00	0.00
SS Vir	—	—	—	—	—	—	—
RR Her	0.01	0.02	0.08	0.05	0.10	0.01	0.05
RY Dra	0.01	0.02	0.08	0.05	0.10	0.01	0.05
N 1343	—	—	—	—	—	—	—
HK Lyr	0.02	0.03	0.10	0.10	0.15	0.02	0.08
T Lyr	0.01	0.02	0.07	0.03	0.08	0.01	0.03
V Aql	0.01	0.02	0.08	0.05	0.10	0.02	0.07

Измеренные цвета исследованных углеродных звезд, исправленные, как отмечено выше, за атмосферное поглощение, приведены на рис. 1, на котором для каждой звезды пунктиром указаны также и цвета, соответствующие их эффективным температурам. Последние определены согласно [3] по спектральному температурному подклассу звезд. Рассмотрение рисунка показывает, что в случае некоторых звезд имеется расхождение между наблюдаемыми и рассчитанными цветами, причем наблюдается довольно четкая зависимость: чем больше относительное содержание углерода, определяемое вторым индексом двухмерной спектральной классификации углеродных звезд, тем больше это расхождение. Можно было бы думать, что такое расхождение обусловлено наличием сильной депрессии в области спектра от 1 до 1.5 мкм, усиливающейся с увеличением относительного содержания углерода. Такая депрессия могла бы быть связана с поглощением полосами CO. Однако известно, что в углеродных звездах отношение содержания углерода к кислороду больше единицы. Следовательно, весь кислород уже связан в CO и дальнейшее увеличение относительного содержания углерода уже не может привести к значительному увеличению интенсивности полос CO. Весьма вероятным представляется другое объяснение. А именно, можно предположить, что вокруг этих звезд существуют некоторые пылевые оболочки, переизлучающие коротковолновое излучение звезд в диапазоне  $\lambda > 1.5$  мкм. Существование таких пылевых оболочек, состоящих из графитовых пылинок, было предсказано в [4] для объяснения происхождения космической пыли. Можно полагать, что полученные в настоящей работе данные служат подтверждением представления о существовании пылевых околзвездных оболочек углеродных звезд. Однако

эти данные не позволяют согласиться с предложенным в [4] механизмом образования таких оболочек путем конденсации углеродных пылинок. Дело в том, что эффективность этого механизма быстро уменьшается с увеличением температуры, причем эта температурная зависимость много сильнее, чем зависимость от имеющихся в углеродных звездах различий в содержании углерода. Поэтому в случае образования пылевых оболочек пу-

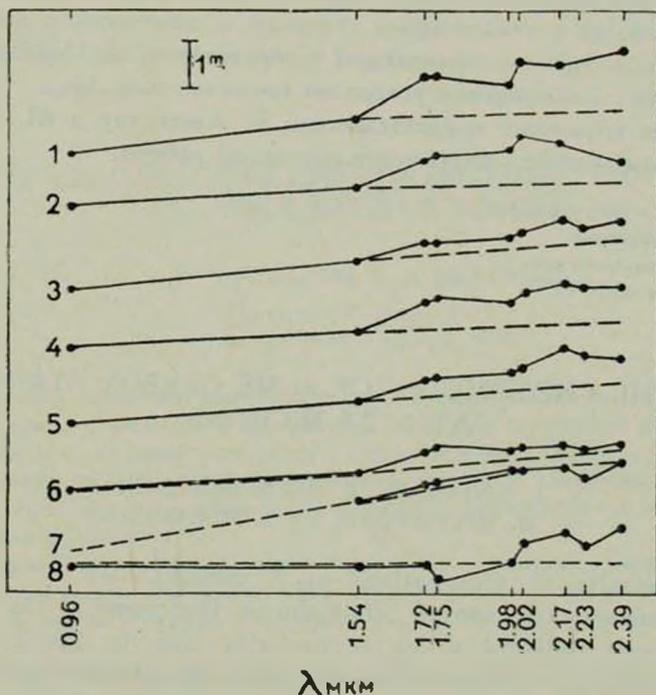


Рис. 1. Выраженные в звездных величинах цвета  $[\lambda] - [1.54]$ , отнесенные к цвету звезды  $\beta$  UMi (K0 III). Кривая 1 относится к звезде T Lyr (C6, 5); 2 — HK Lyr (C6, 4); 3 — V Aql (C6, 4); 4 — RY Dra (C4, 4); 5 — SS Vir (C5, 3e); 6 — VY U Ma (C6, 3); 7 — RR Her (C7, 2); 8 — GC 1343 (C1p, 2). Для каждой звезды пунктиром показаны цвета  $[\lambda] - [1.54]$ , соответствующие ее эффективной температуре.

тем конденсации следовало бы ожидать зависимости инфракрасного избытка прежде всего от температуры звезд. Однако полученные в настоящей работе данные указывают на отсутствие какой-либо зависимости инфракрасного избытка от температуры. Действительно, как видно из рис. 1, углеродная звезда RR Her (C 7.2) не обнаруживает инфракрасного избытка, несмотря на то, что является самой холодной из рассмотренных углеродных звезд. Зато более горячая RY Dra (C 4.4) имеет значительный инфракрасный избыток.

Таким образом, полученные нами данные о распределении интенсивности излучения углеродных звезд в ближнем инфракрасном диапазоне указывают на существование некоторого инфракрасного избытка, интенсивность которого увеличивается с увеличением относительного обилия углерода. Наиболее вероятной причиной этого избытка может являться наличие у этих звезд пылевых оболочек. Отсутствие корреляции этого избытка с температурой звезд заставляет полагать, что образование пылевой оболочки связано не с конденсацией углерода, а, возможно, с выбросом из звезд сгустков вещества, приводящих к образованию околозвездных пылевых оболочек и к обогащению углеродом внешних слоев звезд.

Авторы выражают признательность В. Аветисяну и М. Ширбакян, принимавшим участие в выполнении настоящей работы.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

Главная астрономическая  
обсерватория АН СССР

## THE PHOTOMETRY OF SOME CARBON STARS AT 1—2.5 MICRONS

V. V. KIRIAN, Yu. K. MELIK-ALAVERDIAN,  
H. M. TOVMASSIAN, Yu. L. SHAHBAZIAN

The results of observations of 8 carbon stars at wavelengths 1—2.5 microns are presented. It is shown that some of the stars have infrared excess emission which is probably due to the circumstellar shells and that the amount of excess infrared emission depends on the carbon content of the corresponding stars. The found correlation contradicts the suggestion on the condensation of graphite particles in the atmospheres of carbon stars.

### ЛИТЕРАТУРА

1. C. B. Stephenson, Publ. Warner Swasey Obs., 1, No. 4, 1973.
2. Б. В. Кукаркин, П. Н. Холопов, Ю. Н. Ефремов, Н. П. Кукаркина, Н. Е. Курочкин, Г. И. Медведева, Н. Б. Перова, В. П. Федорович, М. С. Фролов, Общий каталог переменных звезд, изд. АН СССР, М., 1969.
3. Y. Fujita, V. Jamashita, F. Kamtjo, T. Tsuji, K. Utsumi, Publ. Dominion Obs. Victoria, 12, 293, 1971.
4. F. Hoyle, N. C. Wickramasinghe, M. N., 124, 417, 1962.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 629.78:523.8

## УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ГРУППЫ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД В ПЕРСЕЕ

Р. Х. ОГАНЕСЯН, К. В. ВАРТАНЯН

Поступила 7 апреля 1978

Пересмотрена 3 августа 1978

Приводятся результаты измерений более 190 коротковолновых спектрограмм, полученных с помощью космической обсерватории «Орион-2» в диапазоне длин волн 2200—3700 Å для 24 звезд ранних спектральных классов В3—А2 в Персее.

Найденные из наблюдений распределения энергии в ультрафиолетовых спектрах звезд класса В—А0 оказались в хорошем согласии с теоретической моделью Михаласа для звездных фотосфер.

Обнаружено расхождение с теорией в распределении энергии в непрерывном спектре у эмиссионной звезды  $\epsilon$  Per класса В5е, что объясняется наличием активной оболочки вокруг этой звезды. У другой эмиссионной звезды, HD 21641, такого расхождения не было обнаружено.

У звезды HD 21333 класса А2 наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре скорее соответствует модели Карбона—Гингерича для типа А2. У этой звезды обнаружена также депрессия в непрерывном спектре на 2800 Å.

Использовано понятие относительного спектрофотометрического градиента в ультрафиолете  $\Delta\epsilon_U$  в диапазоне длин волн 2500—3200 Å для нахождения эффективной температуры звезды.

1. *Наблюдения и редукция.* На основании коротковолновых спектральных снимков звезд, полученных с помощью космической обсерватории «Орион-2» в декабре 1973 г., сотрудниками Гарнийской лаборатории космической астрономии был опубликован ряд работ, посвященных результатам измерений наблюдательного материала для некоторых областей неба [1] (Возничий, Кассиопея, Телец и др.).

В настоящей работе приводятся результаты измерения непрерывных спектров в ультрафиолете для 24 звезд области  $\alpha$  Персея, 17 из которых являются членами открытого скопления  $\alpha$  Персей [2]. Что касается осталь-

ных 7 звезд — HD 20863, 21238, 21333, 21620, 21649, 21661 и 21855, то мы не уверены, что они могут быть отнесены к этому скоплению, поскольку в работах [2—7], посвященных изучению скопления  $\alpha$  Персей, эти звезды не упоминаются.

Для указанных 24 звезд нами было обработано более 190 спектральных снимков, сфотографированных на фотопленке Kodak-103UV. Список исследованных звезд, спектральный класс, величины  $E(B-V)$  и количество обработанных спектрограмм ( $n$ ) для каждой из них приведены в первых четырех столбцах табл. 1. Записи спектрограмм были получены на микрофотометре ИФО-451.

Таблица 1

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И НАБЛЮДАЕМЫЕ ЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И  
(СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ИМ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ГРАДИЕНТЫ  
В УЛЬТРАФИОЛЕТЕ (2500–3200 Å) ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

HD	Спектр	$E(B-V)$	$n$	$T_{эфф}$ (теор.)	$T_{эфф}$ (набл.)	$\Delta\tau_U(t)$	$\Delta\tau_U$
20365	B3 V	+0.14	12	20000 °K	23000 °K	0.77	0.85
21278	B4 V	0.11	10	20000	17500	0.77	0.69
20418	B5 V	0.10	12	15750	18000	0.62	0.71
20809	B5 V	0.10	10	15750	17700	0.62	0.70
21428	B5 V	0.07	10	15750	18200	0.62	0.72
22192	B5 III—Ve	0.10	17	15750	13200	0.62	0.49
21071	B6 V	0.07	11	15750	20000	0.62	0.77
21362	B6 V <sub>n</sub>	0.11	13	15750	14600	0.62	0.57
21551	B8 IV	0.07	6	12600	11200	0.45	0.34
21661	B7 V—B9 V	0.15	10	12600	13200	0.45	0.49
21672	B8 V	0.08	5	12600	13200	0.45	0.49
21699	B8 III	0.04	9	15750	18400	0.62	0.72
20863	B9 V	0.07	7	11200	11300	0.34	0.35
21181	B9 V	0.06	3	11200	12200	0.34	0.42
21398	B9 V	0.08	5	11200	12300	0.34	0.43
21641	B9 Ve	0.06	9	11200	12400	0.34	0.44
21649	B9	—	2	11200	11700	0.34	0.39
21091	A0 V	0.04	3	10100	10500	0.23	0.28
21238	A0	—	3	10100	10800	0.23	0.30
21620	A0 V <sub>n</sub>	—	7	10100	10050	0.23	0.23
21855	A0	—	11	10100	10250	0.23	0.25
21942	A0 V	0.21	3	10100	11000	0.23	0.32
22401	A0 V	0.04	3	10100	11000	0.23	0.31
21333	A2 V	—	10	9150	9150	0.13	0.11

Обработка наблюдательного материала сводилась к нахождению распределения энергии в непрерывных спектрах в диапазоне длин волн 2200—3700 Å ярких звезд и звезд ранних спектральных классов и 2500—3700 Å относительно слабых звезд (7—9<sup>m</sup>) поздних классов.

При этом длины волн в спектре определялись при помощи дисперсионной кривой, построенной по эмиссионным линиям спектра ртутной лампы, сфотографированного телескопом «Орион-2». Причем точность наших определений длин волн в спектрах исследованных звезд порядка 2—3 Å.

Характеристическая и редуцированная кривые, необходимые для нахождения относительных потоков, взяты из [8]. Найденные значения относительных интенсивностей приводятся в звездных величинах  $\Delta m_i$ , при этом поток излучения в непрерывном спектре звезды на  $\lambda$  3200 Å принимается за единицу, т. е.  $\Delta m_{3200} = 0$ . Везде величины  $\Delta m_i$  представлены как среднеарифметические из  $n$  измерений.

Найденные значения  $\Delta m_i$ , исправленные за влияние межзвездного поглощения, приводятся графически на рис. 1—4, наряду с теоретическими кривыми, соответствующими модели Михаласа [9], а для некоторых звезд представлены также данные, полученные другими авторами. Для иллюстрации в случае звезд HD 20365 и HD 20408 на рис. 1 приводятся также среднеквадратичные ошибки для каждой измеряемой длины волны в виде вертикальных черточек.

Несмотря на то, что все эти звезды расположены сравнительно близко к нам, на расстоянии порядка 200—300 пс, поглощение в этом направлении все-таки довольно сильное, вероятно, оно обусловлено поглощающей материей в скоплении  $\alpha$  Персей. Средняя величина  $A_V$  для этого скопления составляет 0<sup>m</sup>24, для некоторых звезд  $A_V = 0^m42$ , а в случае звезды HD 21942 даже 0<sup>m</sup>63 [10]. Поэтому учет межзвездного поглощения представляется необходимым, что и было сделано для каждой звезды в отдельности.

Поскольку для 19 из исследуемых нами звезд были известны наблюдаемые величины  $E(B-V)$  [4, 10], то учет влияния межзвездного избирательного поглощения можно осуществить с помощью соотношения [11]:

$$\Delta m_i = \Delta m_{i,0} - (X_i - X_{3200}) E(B-V),$$

где  $\Delta m_i$  есть наблюдаемая интенсивность, а числовые значения безразмерной величины  $X_i$  взяты из [12]. Для пяти звезд из нашего списка (HD 21238, 21620, 21649, 21855 и 21333) значения  $E(B-V)$  неизвестны. В этом случае исправление за эффект межзвездного поглощения осуществлялось несколько иначе, а именно [13]:

$$\Delta m_i = \Delta m_{i,0} - (x_i - x_{3200}) r,$$

где  $\alpha_0$  — коэффициент межзвездного поглощения, рассчитанный на один клс, а  $r$  — расстояние звезды в клс. Численные значения  $\alpha$  взяты из [13].

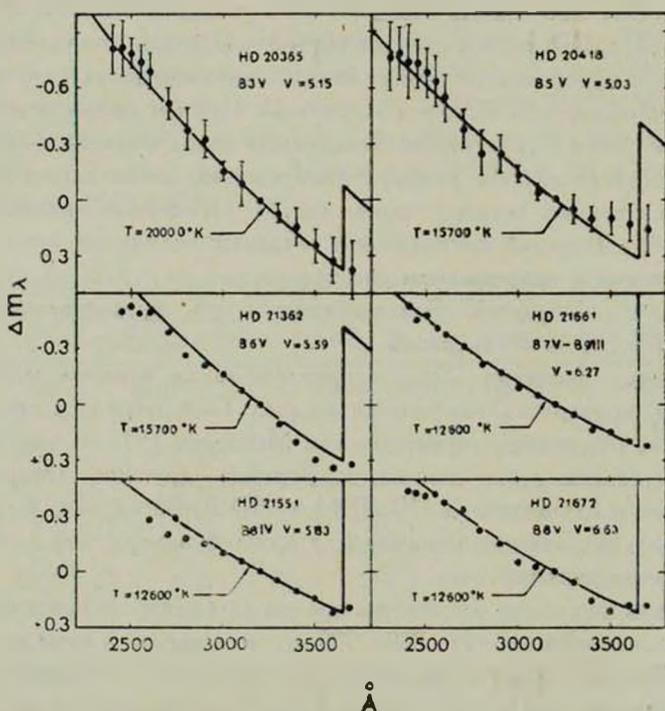


Рис. 1. Распределение энергии в ультрафиолете спектров шести звезд класса В по данным «Ориона-2». Сплошные линии — теоретическое распределение, соответствующее эффективным температурам звезд от 20 000°K до 12 600°K и  $\lg g = 4$ .

2. *Результаты ультрафиолетовых спектрофотометрических измерений избранных звезд.* Судя по рис. 1—4, найденные нами распределения энергии в непрерывном спектре исследуемых звезд с учетом межзвездного поглощения, в основном, хорошо согласуются с теоретическим распределением для соответствующих спектральных классов. Поэтому мы не будем рассматривать результаты нормальных звезд с известным  $E(B-V)$  в отдельности. Лишь отметим, что семь звезд из нашего списка были исследованы также на астрофизическом спутнике TD-1 в 1972 г. с помощью телескопа S2/68 [14]. Наблюдения были проведены спектрофотометрически в диапазоне длин волн 1350—2550 Å и 2740 Å на фотометре. Результаты этих измерений для соответствующих звезд в виде кружков также представлены на рис. 2. При этом нормализация с нашими данными производилась на  $\lambda = 2500$  Å.

Остановимся подробнее на описании полученных результатов для звезд с некоторыми аномальностями и неизвестным значением  $E(B-V)$ , начиная со звезд ранних классов.

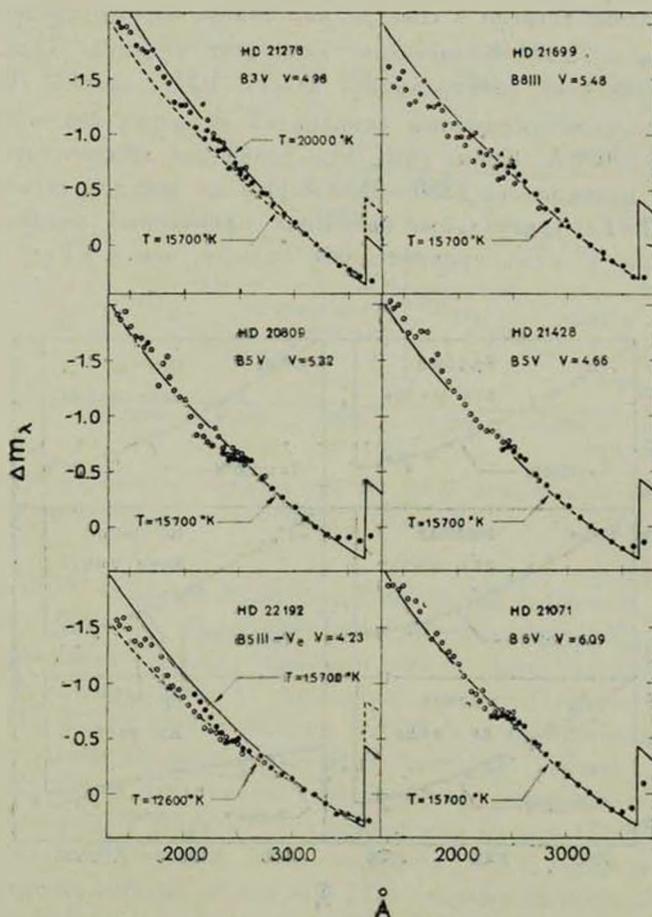


Рис. 2. Распределение энергии в ультрафиолете шести звезд типа В3—В8. Для этих же звезд приведены данные TD-1 (кружки) [14], а в случае звезды HD 21699 — результаты ОАО-2 (треугольники) [25]. Сплошные линии — модели Михаласа при  $T_{\text{эфф}} = 20\,000\text{ К}$  и  $T_{\text{эфф}} = 15\,700\text{ К}$ ,  $\lg g = 4$ , а пунктирные линии — при  $T_{\text{эфф}} = 15\,700\text{ К}$  и  $T_{\text{эфф}} = 12\,600\text{ К}$ ,  $\lg g = 4$  для звезд HD 21278 и HD 22192 соответственно.

*HD 22192* ( $\psi$  Per). Все наблюдатели едины в своих оценках спектрального класса этой эмиссионной звезды, а именно, В5е, но расходятся в оценке ее класса светимости; тут имеются оценки класса II [15], класса III [10, 16] и даже V [14, 17 и 18].

Найденное по наблюдениям «Орион-2» и TD-1 распределение энергии в непрерывном спектре этой звезды в диапазоне 1350—3700 Å представлено на рис. 2 наряду с теоретической кривой при  $T_{\text{эфф.}} = 12\,600^\circ\text{K}$ , соответствующей типу B7 V.

Распределение энергии в спектре, как видим, хорошо представляется кривой с  $T_{\text{эфф.}} = 12\,600^\circ\text{K}$  во всем диапазоне спектра. Однако при сравнении со звездой спектрального класса B5 ( $T_{\text{эфф.}} = 15\,700^\circ\text{K}$ ) заметна депрессия непрерывного спектра на величину  $\Delta m \sim 0.10 - 0.15$  в области  $\lambda < 3000$  Å. Кроме того, при сравнении абсолютных потоков звезды  $\psi$  Per в диапазоне 1350—2550 Å [14] со звездой спектрального класса B5 III  $\kappa$  Eri (визуальные величины одинаковы) оказалось, что поток энергии у  $\kappa$  Eri сравнительно больше, чем у  $\psi$  Per.

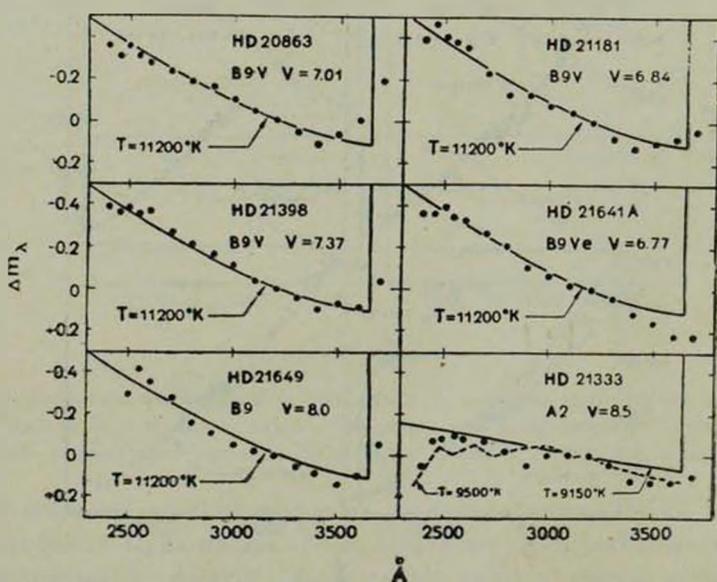


Рис. 3. Распределение энергии в ультрафиолете пяти звезд типа B9 и звезды HD 21333 типа A2. Сплошные линии — теоретическая модель Михаласа при  $T_{\text{эфф.}} = 11\,200^\circ\text{K}$  и  $\lg g = 4$ , пунктирная линия — модель Карбона-Гингерича при  $T_{\text{эфф.}} = 9\,500^\circ\text{K}$  и  $\lg g = 4.5$  в случае звезды HD 21333.

Надо отметить, что  $\psi$  Per является классической Be звездой, в пашеновских линиях которой наблюдается эмиссионный компонент [19]; при этом была установлена корреляция между величиной эмиссии в линиях серии Пашена и инфракрасным избытком энергии.

Эти факты говорят о том, что звезда  $\psi$  Per окружена достаточно мощной газовой оболочкой. Очень возможно, что эта оболочка и вызвала наблюдаемую депрессию в ультрафиолетовой области спектра.

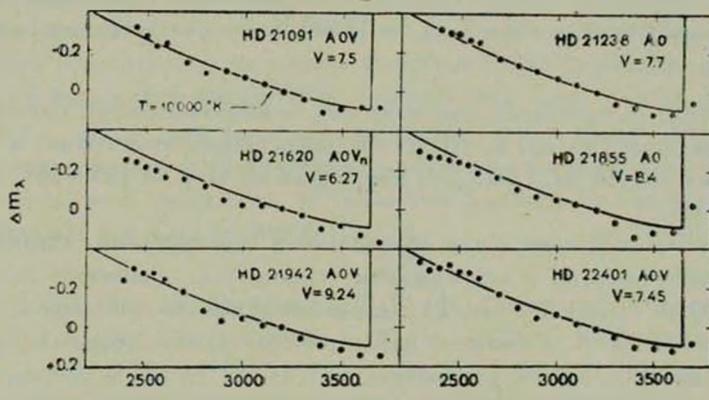


Рис. 4. Распределение энергии в спектрах шести звезд типа A0. Сплошная линия — модель Михаласа при  $T_{\text{эфф}} = 10\,000$  К и  $\lg g = 4$ .

*HD 21551*. Спектральный тип этой звезды в работах [5—7] указан как B8 IV. Согласно фотометрическим исследованиям [20], эта звезда обладает признаками наличия оболочки, хотя во время наблюдений H $\alpha$  эмиссии не было обнаружено. К сожалению, область наших измерений для звезды HD 21551 ограничивается  $\lambda$  2600 Å с коротковолновой стороны, из-за наложения изображения спектра соседней звезды. Распределение энергии по шести измеренным спектрограммам этой звезды представлено на рис. 1, наряду с теоретической кривой для  $T_{\text{эфф}} = 12\,600$  К.

В области 2900—3700 Å, как видно из рис. 1, распределение энергии в непрерывном спектре звезды HD 21551 хорошо согласуется с теоретической кривой. В области же короче  $\lambda$  2900 Å до самой границы наших измерений наблюдается спад энергии в непрерывном спектре на величину  $0^m 10$ . По внешнему виду этот спад похож на депрессию в непрерывном спектре звезды  $\psi$  Per класса B5 III—Ve. Связана ли эта депрессия в случае звезды HD 21551 с наличием оболочки или нет, трудно сказать, поскольку у нас нет никаких дополнительных данных, кроме [20], о присутствии оболочки вокруг этой звезды.

*HD 21661*. Спектральный класс этой звезды по данным разных авторов находится в пределах B7—B9 III. Так, в [21] она классифицирована как B7 V, в [22] — как B8 III, а в работах [23, 24] — как B9 III. По дан-

ным [24] показатель цвета  $B-V$  для этой звезды равен  $-0^m09$ . Если принимать спектральный тип звезды  $B9 III$ , то величина  $E(B-V)$  будет равна  $0^m15$ . Далее, принимая  $E(B-V) = 0^m15$ , было найдено исправленное за влияние межзвездного поглощения распределение энергии в непрерывном спектре этой звезды (рис. 1), оно оказалось в хорошем согласии с теоретической моделью при  $T_{\text{эфф}} = 12\,600^\circ\text{K}$ , что соответствует спектральному классу  $B8 III-V$ .

*HD 21699.* Существует, как известно, немногочисленная группа «бедных гелием» звезд класса  $B$ . *HD 21699* принадлежит этой группе и классифицирована как  $B8 III$ . Она была наблюдаена на *OAO-2* [25—26], а также на *TD-1* [14].

Для *HD 21699* нами было обработано 9 спектрограмм. Наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре в диапазоне длин волн  $2500-3700 \text{ \AA}$  (точки на рис. 2) находится в полном согласии с теорией при  $T_{\text{эфф}} = 15\,700^\circ\text{K}$ , а также с наблюдениями *OAO-2* (треугольники) и *TD-1* (кружки).

Судя по наблюдаемому распределению энергии, а также показателям цвета  $B - V = -0^m10$ ,  $U - B = -0^m56$  [10], эта звезда показывает некоторую аномальность в непрерывном спектре. По распределению энергии в непрерывном спектре она должна быть скорее всего типа  $B5 III-V$ . В связи с этим отметим, что по эквивалентной ширине линии  $H_\gamma$  и по номеру последней линии бальмеровской серии было ранее найдено для этой звезды  $T_{\text{эфф}} = 15\,800^\circ\text{K}$  [27], что также указывает на ее принадлежность к классу  $B5 III-V$ .

*HD 21641 и 21649.* Обе звезды принадлежат к спектральному классу  $B9$ , причем звезда *HD 21641* обладает ещё и эмиссионной характеристикой ( $B9 Ve$ ) [10, 16]. Что касается звезды *HD 21649*, то лишь в каталогах *HD* и *SAO* она указана как  $B9$ .

Наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре обеих звезд класса  $B9$  по данным «Ориона-2» (рис. 3) хорошо согласуется с теоретической моделью Михаласа для  $T_{\text{эфф}} = 11\,200 \text{ K}$  и  $\lg g = 4$ .

Судя по рис. 3, эмиссионная звезда *HD 21641* во время наших наблюдений (декабрь 1973 г.) в изученном нами диапазоне длин волн не показала признаков наличия оболочки, поскольку распределение энергии в спектре в интервале  $2400-3700 \text{ \AA}$  соответствует, без отклонений, нормальному спектральному классу  $B9 V$ .

Мы не располагаем фотометрическими данными для звезды *HD 21649*, не знаем и ее расстояния. Поэтому величину межзвездного покраснения для нее мы определили, исходя из факта, что звезда *HD 21649* находится недалеко от звезды *HD 21672*, для которой  $E(B - V) = +0^m08$  [10] и ви-

зуально слабее. Приняв поэтому для HD 21649 указанную величину поглощения, мы и внесли необходимые исправления в наблюдаемые данные (рис. 3).

*HD 21238, 21620 и 21855.* В каталогах HD и SAO спектральный тип этих звезд указан как A0. Поскольку мы не располагаем фотометрическими данными относительно этих звезд в системе UVB, пришлось оценить их расстояния по средней абсолютной величине для этого класса. Согласно [28],  $M_V = -0^m6$ , что дало для расстояния этих звезд 220, 120 и 300 пс соответственно. Исправленные по этим данным распределения энергии в спектрах этих звезд (рис. 4) оказались в полном согласии с теоретической моделью при  $T_{\text{эфф}} = 10\,000^\circ\text{K}$ .

*HD 22401.* Эта звезда класса A0 V. По данным [10] она находится довольно далеко от скопления  $\alpha$  Per ( $B - V = 0^m01$ ), и ее расстояние от нас оценивается в 380 пс. По другим данным эта звезда находится в поле скопления  $\alpha$  Per [29] и является необычной звездой типа Ar.

Основная аномальность проявляется в том, что в ее спектре необычно сильны линии УП (4375 А, 3774 и 3789 А) и СгII бленды (4077 А, 4170, 4242 и 4261 А). Поэтому она классифицирована как утриумхромная звезда среди типа Ar. Однако судя по хорошему согласию наблюдаемого распределения энергии в спектре этой звезды с теорией (рис. 4), эти аномальности не сказываются на характере непрерывного спектра в ультрафиолете.

*HD 21333.* По каталогам HD и SAO эта звезда класса A2. Данные о расстоянии и межзвездном поглощении для нее отсутствуют. При средней абсолютной величине  $M_V$  для звезд A2 V и по видимому блеску ее расстояние получается около 250 пс. Найденное нами распределение энергии в спектре этой звезды, исправленное за межзвездное поглощение, показано на рис. 3. Там же нанесены кривые, соответствующие теоретической модели Михаласа [9] для  $T_{\text{эфф}} = 9150^\circ\text{K}$  и Карбона и Гингерича [30] для  $T_{\text{эфф}} = 9500^\circ\text{K}$  и  $\lg g = 4.5$ ; в последнем случае учтен эффект блокировки линий поглощения. Как следует из этого рисунка, в пределах точности наших измерений предпочтение можно отдать модели с учетом эффекта блокировки линий. Вместе с тем заметна небольшая депрессия в непрерывном спектре на 2800 А.

3. *Относительные спектрофотометрические градиенты в ультрафиолете.* Нами использовано понятие относительного спектрофотометрического градиента в ультрафиолете  $\Delta\epsilon_U$  в диапазоне длин волн 2500—3200 А, определяемого обычным образом, то есть с помощью соотношения

$$\Delta z_U = -0.921 \frac{d(\Delta m_i)}{d(1/\nu)}$$

где  $\Delta m_i = (m_i - m_{3200})$  суть относительные интенсивности, выраженные в звездных величинах.

В тех случаях, когда величины  $\Delta m_i$  берутся непосредственно из наблюдений, разумеется, с учетом влияния межзвездного поглощения, речь будет идти о наблюдаемом относительном спектрофотометрическом градиенте  $\Delta \varphi_U^*$ , числовые величины которого можно представить как угловой коэффициент в линейной зависимости  $\Delta m_i$  от  $1/\nu$ . Иначе говоря, в этом случае нахождение  $\Delta z_U^*$  сводится к решению системы условных уравнений вида

$$X + \frac{1}{i} \frac{d(\Delta m_i)}{d(1/\nu)} = \Delta m_i$$

способом наименьших квадратов.

Когда наблюдаемый ряд  $\Delta m_i$  будет заменен теоретическими кривыми распределения энергии в непрерывном спектре, соответствующими той или иной модели, т.е. в этом случае речь будет идти о теоретическом относительном спектрофотометрическом градиенте  $\Delta z_U(t)$ . Очевидно, путем сопоставления  $\Delta z_U^*$  с  $\Delta z_U(t)$  мы можем судить о степени соответствия или расхождения наблюдаемого спектра с той или иной теоретической моделью.

Хотя метод сопоставления  $\Delta z_U^*$  с  $\Delta z_U(t)$  в каждом отдельном случае может оказаться менее наглядным, чем те, что мы имеем в случае графического сопоставления наблюдения с теорией (рис. 1—4), все-таки при массовом и статистическом по характеру исследовании представление результатов в форме относительных спектрофотометрических градиентов будет обладать несомненным удобством, поскольку в этом случае можно будет избавиться от необходимости подготовки и представления большого количества графического материала.

В качестве первого опыта были найдены величины  $\Delta z_U^*$  для изученных нами звезд описанным выше способом, при результатах, представленных в восьмом столбце табл. 1.

Далее, поскольку в нашем случае сравнение наблюдений с теорией почти всегда проводилось по отношению с моделями Михаласа, то, пользуясь его таблицами теоретического распределения энергии в непрерывном спектре звезд (для эффективных температур от  $7000^\circ\text{K}$  до  $40\,000^\circ\text{K}$ ) [9], были найдены величины  $\Delta z_U(t)$  для каждой звезды в отдельности, по известной для нее эффективной температуре  $T_{\text{эфф}}$  (величины которых даны в пятом столбце табл. 1). Найденные таким путем  $\Delta z_U(t)$  приведены в седьмом столбце табл. 1. Используя зависимость между  $T_{\text{эфф}}$  (теор.) и

$\Delta r_U(t)$ , можно найти  $T_{\text{эфф}}$  (набл.) (шестой столбец табл. 1) по соответствующему наблюдаемому градиенту  $\Delta \varphi_U^*$ .

Очевидно, сопоставление  $\Delta \varphi_U^*$  с  $\Delta r_U(t)$  или, более наглядно,  $T_{\text{эфф}}$  с  $T_{\text{эфф}}$  (набл.) позволит нам сделать определенные выводы о преимуществах или недостатках метода нахождения эффективных температур с помощью относительных спектрофотометрических градиентов. Такое сопоставление сделано, исходя из результатов табл. 1 (пятый и шестой столбцы), откуда следует, что согласие между сравниваемыми наблюдаемыми и теоретическими эффективными температурами вполне удовлетворительное. Существующее расхождение вызвано лишь ошибкой определения наблюдаемого относительного спектрофотометрического градиента. Она в среднем составляет не больше 10% значения  $\Delta \varphi_U^*$ . Заметим, что расхождение примерно на такую же величину наблюдается и в случае обычных (в оптическом диапазоне) спектрофотометрических градиентов.

Следовательно, можно сказать, что при массовом исследовании непрерывных спектров большого количества звезд, определение эффективной температуры с помощью относительных спектрофотометрических градиентов в ультрафиолете целесообразно и эффективно.

4. *Выводы.* Результаты измерений более 190 коротковолновых спектрограмм, полученных с помощью космической обсерватории «Орион-2» для 24 звезд классов В3—А2 в Персее, позволяют сделать следующие выводы.

1. Наблюдаемые распределения энергии в непрерывных спектрах звезд классов В3—А0 в ультрафиолете (2200—3700 Å), в основном, находятся в хорошем согласии с теоретической моделью звездных атмосфер Михаласа при соответствующих эффективных температурах.

2. В случае эмиссионной звезды  $\phi$  Per (HD 22192) класса В5 III—Ve наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре значительно отличается от теоретической кривой в области длин волн короче 3000 Å. Расхождение, возможно, вызвано влиянием газовой оболочки вокруг этой звезды. У другой эмиссионной звезды типа В9 Ve (HD 21641) наблюдаемое распределение энергии в ультрафиолете не показывает признаков наличия газовой оболочки, что, вероятно, можно объяснить падением активности оболочки в период наших наблюдений.

3. Распределение энергии в непрерывном спектре в ультрафиолете одной «бедной гелием» звезды (HD 21699) класса В8 III, как ни странно, соответствует спектральному классу В5 III—V с  $T_{\text{эфф.}} = 15\,700^\circ\text{K}$ . Показатели цвета В—V и U—B также указывают на принадлежность этой звезды к классу В5 III—V. Такое различие, возможно, вызвано дефицитом гелия у этой звезды.

4. Для звезды HD 21333 класса A2 наблюдаемое распределение энергии в ультрафиолете находится в согласии с моделью Карбона—Гингерича при  $T_{\text{эфф}} = 9500^{\circ}\text{K}$ , с учетом блокировки линий поглощения. Установлено наличие некоторой депрессии в непрерывном спектре этой звезды на 2800 А.

5. Использовано понятие относительного спектрофотометрического градиента в ультрафиолете, в диапазоне длин волн 2500—3200 А, с целью нахождения эффективных температур в указанном диапазоне; при этом сравнение проводится с теоретическими модельными распределениями. Найденные таким путем эффективные температуры оказались в хорошем согласии с наблюдениями, в пределах ошибок измерений.

Гарнийская лаборатория  
космической астрономии

## ULTRAVIOLET SPECTROPHOTOMETRY OF A GROUP OF THE HOT STARS IN PERSEUS

R. CH. OHANESIAN, K. V. VARTANIAN

The results of measurements of more than 190 shortwave spectrograms, obtained by means of the space observatory „Orion-2“ for 24 B3—A2 stars in the Perseus in the wavelength region of 2200—3700 А, are presented.

The derived energy distributions in the spectra of B—A0 type stars are in good agreement with the Mihalas nonblanketing model.

A discrepancy between the theory and the observed distribution of energy in the spectrum of  $\psi$  Per, a B5e type star is discovered which can be explained as an “envelope” effect.

The observed energy distribution in the spectrum of an A2 type star, HD 21333, is in better accordance with Carbon-Gingerich's model. In the spectrum of this star an energy depression on 2800 А is also obtained.

The ultraviolet spectrophotometric gradient  $\Delta\varphi_U$  is used for wavelength interval 2500—3200 А as an indicator of the effective temperature.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Гурзадян, О. В. Оганесян, Дж. Б. Оганесян, С. С. Рустамбекова, Р. Х. Оганесян, А. С. Акопян, Р. Е. Епремян, Р. С. Асатрян, Сообщ. Бюраканской обс., 48, 1976.

2. *N. G. Roman, W. W. Morgan*, *Ap. J.*, 111, 426, 1950.
3. *O. J. Eggen*, *A. J.*, 60, 65, 1955.
4. *D. L. Harris*, *Ap. J.*, 123, 371, 1956.
5. *D. L. Crawford*, *Ap. J.*, 128, 185, 1958.
6. *M. K. V. Vappu*, *M. N.*, 114, 687, 1960.
7. *V. M. Blanco, S. J. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald*, *Publ. US Naval Obs.*, second ser., 21, 1968.
8. *Дж. Б. Оганесян*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 48, 68, 1976.
9. *D. Mihalas*, *Ap. J.*, Suppl. ser., 9, 321, 1965.
10. *P. J. Andrews*, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 72, 35, 1968.
11. *Р. Х. Оганесян, А. С. Ахоян*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 48, 122, 1976.
12. *O. A. Code, J. Davis, R. C. Bless, R. H. Brown*, *Ap. J.*, 203, 417, 1976.
13. *Г. А. Гурздян, Р. Х. Оганесян*, *Астрофизика*, 11, 397, 1975.
14. *C. Jamar, D. Macau-Hercot, G. I. Thomson, L. Houziaus, R. Wilson*, *Ultra-violet Bright Star Spectrophotometric Catalogue*, Paris, 1976.
15. *А. А. Боярчук*, *Изв. Крымской обс.*, 18, 89, 1957.
16. *C. Jaschek, H. Coude, A. C. de Sierra*, *Catalogue of Stellar Spectra Classified in Morgan-Keenan System*, *Publ. La Plata Obs.*, Ser. Astron., 28, 1964.
17. *D. Gray, J. M. Matlborough*, *Ap. J.*, Suppl. ser., 240, 27, 1974.
18. *N. Morguleff, M. Gerbaldi*, *Astron. Astrophys.*, Suppl. ser., 19, 189, 1975.
19. *D. Briout*, *Astron. Astrophys.*, 54, 599, 1977.
20. *H. A. Abt, J. H. Hunter*, *Ap. J.*, 136, 381, 1962.
21. *I. Appenzellar*, *P. A. S. P.*, 79, 102, 1967.
22. *D. R. Palmer, E. M. Walker, D. H. P. Jones*, *Roy. Obs. Bull. Victoria*, No. 135, 1968.
23. *H. A. Abt, E. S. Biggs*, *Bibliography of Stellar Radial Velocities*, 1972.
24. *A. Cowley, C. Cowley, M. Jaschek, C. Jaschek*, *A. J.*, 74, 375, 1969.
25. *P. L. Bernacca, M. R. Molnar*, *Ap. J.*, 178, 189, 1972.
26. *M. R. Molnar*, *Ap. J.*, 175, 453, 1972.
27. *D. Fischel, D. A. Klinglesmith*, *Ap. J.*, 181, 841, 1973.
28. *A. Slettebak*, *Ap. J.*, 138, 118, 1963.
29. *R. P. Kraft*, *The Magnetic and Related Stars*, ed. by R. Cameron, 1967, p. 303.
30. *D. F. Carbon, O. J. Gingerich*, *Theory and observation of Normal Stellar Atmosphere*, ed. O. Gingerich, Cambridge MIT Press; 1969, p. 377.

УДК 524.5

О СООТНОШЕНИИ МЕЖДУ «ЗАНСТРОВСКИМИ»  
ТЕМПЕРАТУРАМИ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ  
И ЭФФЕКТИВНЫМИ ТЕМПЕРАТУРАМИ ЭТИХ ЗВЕЗД

А. С. ПИЛЮГИН, Н. А. САХИБУЛЛИН, Г. С. ХРОМОВ

Поступила 27 октября 1977

Пересмотрена 10 апреля 1978

Температуры ядер планетарных туманностей, полученные классическим методом Занстра для  $\text{He II}$ , в предположении о планковском характере их спектров, сопоставлены с эффективными температурами теоретических аналогов ядер из работ [1] и [2].

Различия между этими температурами оказываются незначительными, что свидетельствует о малой чувствительности метода Занстра к теоретически мыслимым отклонениям спектров ядер планетарных туманностей от спектра абсолютно черного тела. Следовательно, «занстровские» температуры ядер планетарных туманностей достаточно надежно характеризуют их реальную эффективную температуру.

Вплоть до настоящего времени метод Занстра является наиболее удобным способом оценки температур ядер планетарных туманностей, да и вообще звезд, возбуждающих эмиссионные туманности.

Быстрое развитие внеатмосферной астрономии, вероятно, даст нам сведения о распределении энергии в ультрафиолетовых спектрах возбуждающих звезд в длинноволновую сторону от лаймановского предела водорода. Однако нет уверенности, что область лаймановского континуума, наиболее интересная с точки зрения исследования условий возбуждения туманностей, окажется доступной прямым наблюдениям из-за поглощения в самих туманностях, межзвездной и межпланетной средах. Есть, следовательно, основания думать, что метод Занстра сохранит свое значение и в будущем.

Метод Занстра позволит определять цветовые температуры звезд, возбуждающих туманности, путем сравнения мощности их излучения в опти-

ческом диапазоне длин волн и в области лаймановского континуума. В своем классическом варианте метод Занстра содержит допущение о планковском, чернотельном характере распределения энергии в спектрах исследуемых звезд. Вопрос о том, в какой мере отклонения реальных спектров от планковского влияют на получаемые значения «занстровских» температур, остается открытым.

Единственным, доступным пока способом разрешения этой важной методической неопределенности является сопоставление классических «занстровских» температур с температурами, определяемыми тем же методом, но в предположении, что спектр звезды соответствует какой-либо из существующих теоретических моделей. В этом случае мы сравниваем цветовые «занстровские» температуры с эффективными температурами моделей. По ряду причин подобное сравнение проще всего провести на примере ядер планетарных туманностей.

Из теоретических моделей атмосфер ядер планетарных туманностей, появившихся за последние годы, мы выбрали модели, опубликованные в [1] и [2]. В первой из этих работ рассчитана сетка равновесных плоскопараллельных моделей атмосфер горячих плотных звезд с температурами от 30 до 200 тыс. °К, ускорениями силы тяжести от  $10^4$  до  $10^7$  см/сек<sup>2</sup> и несколько различным химическим составом. Во второй — сферические модели с отклонениями от локального термодинамического равновесия.

Мы оперировали занстровскими температурами, определяемыми по свечению туманностей в линии  $\lambda$  4686 (HeII) —  $T_z$  (HeII), которые характеризуют относительную интенсивность коротковолнового интервала лаймановского континуума звезды с  $\lambda < 228$  А. Они надежнее занстровских температур, определяемых по свечению туманности в линиях водорода, так как поглощение излучения ядра в области  $\lambda < 228$  А в туманности можно считать полным, в то время как ее непрозрачность в интервале  $912 > \lambda > 228$  А может колебаться от объекта к объекту.

Нетрудно показать, что в этом случае основные уравнения метода Занстра сводятся к двум простым выражениям:

$$\left(\frac{r}{R_*}\right)^2 = \frac{N_*(\lambda < 228) \alpha(\lambda 4686) h\nu(4686)}{F_n(\lambda 4686) \alpha_1(\text{HeIII})}; \quad (1)$$

$$\left(\frac{r}{R_*}\right)^2 = \frac{\Phi_*(\text{H}\beta)}{F_*(\text{H}\beta)}. \quad (2)$$

Здесь:  $r$  — расстояние до туманности,  $R_*$  — радиус ядра,  $\Phi_*(\text{H}\beta)$  — абсолютный поток излучения на единицу частоты в окрестности линии  $\text{H}\beta$  через единицу поверхности ядра,  $N_*(\lambda < 228)$  — число квантов ионизирующего излучения в интервале  $\lambda < 228$  А, выходящих в еди-

нищу времени через единицу поверхности ядра,  $F_*(H_2)$  и  $F_n(\lambda 4686)$  — соответственно, наблюдаемые потоки в окрестности линии  $H_3$  на единицу частоты от ядра туманности и в линии  $\lambda 4686$  от самой туманности. Наконец,  $\alpha(\lambda 4686)$  и  $\chi_1(HeII)$  — эффективный коэффициент рекомбинации для линии  $\lambda 4686$  (HeII) и полный коэффициент рекомбинации для иона HeIII. Поглощение ионизирующего излучения считается полным, а туманность — сферической.

В обычном случае применения метода Занстра, для данного объекта требуется знать наблюдаемые величины  $F_n(\lambda 4686)$  и  $F_*(H_3)$ . Тогда, решая систему (1)–(2), можно получить отношение  $N_*(\lambda < 228) h\nu(H_3) \Phi_*(H_3)$ . Затем, считая спектр ядра планковским, легко определить его цветовую температуру  $T_z(HeII)$ .

В нашем случае, для того же объекта, наблюдаемые величины  $F_*(H_3)$  и  $F_n(\lambda 4686)$  считаются фиксированными, а отношение  $N_*(\lambda < 228) h\nu(H_3) \Phi_*(H_3)$  задается выбранными моделями атмосфер ядер для ряда значения эффективной температуры  $T_{eff}$ . Подбирая модели для достижения наилучшего соответствия с эмпирикой, мы можем, таким образом, определить оптимальные значения  $T_{eff}$  и сравнивать их с  $T_z(HeII)$ .

Эмпирические данные для 3-х десятков планетарных туманностей вместе с занстровскими температурами их ядер  $T_z(HeII)$  были взяты нами из работы [3]. Мы не стали пересматривать и дополнять старые наблюдения, использованные в этой работе, поскольку наше исследование является методическим. Более надежные определения занстровских температур с использованием возможно более полного наблюдательного материала будут опубликованы отдельно.

Основные результаты этой работы можно сформулировать следующим образом:

Модельные эффективные температуры ядер  $T_{eff}$  в общем случае оказываются очень близкими к занстровским температурам  $T_z(HeII)$ .

При использовании семейства моделей атмосфер ядер с минимальными значениями  $g$  из работы [1], температуры  $T_z(HeII)$  оказываются систематически немного ниже  $T_{eff}$ ; в среднем  $\langle \lg T_{eff} - \lg T_z(HeII) \rangle = 0.06 \pm 0.04$  при  $T_{eff} < 10^5$  К. В немногих случаях, когда  $T_{eff} > 10^5$  К, разность меняет знак, но продолжает оставаться очень малой (см. табл. 1).

Увеличение параметра  $g$  на порядок величины приводит к незначительному, в пределах 10%, увеличению  $T_{eff}$  сравнительно с  $T_z(HeII)$ . Это явление, по-видимому, связано с повышением интенсивности высокочастотного конца спектра теоретических моделей с ростом  $g$  (см. табл. 2).

Использование сферических неравновесных моделей звезд с массами 0.6 и 1.2  $M_{\odot}$  из работы [2] (см. табл. 2) дало пренебрежимо малые различия между  $T_{\text{eff}}$  и  $T_z(\text{HeII})$ .

Таблица 1

СРАВНЕНИЕ „ЗАНСТРОВСКИХ“ ТЕМПЕРАТУР  $T_z(\text{HeII})$  ИЗ РАБОТЫ [3] С „МОДЕЛЬНЫМИ“ ЭФФЕКТИВНЫМИ ТЕМПЕРАТУРАМИ ПО МОДЕЛЯМ ИЗ РАБОТЫ [1] С МИНИМАЛЬНЫМИ ПРИ ДАННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ ЗНАЧЕНИЯМИ УСКОРЕНИЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ  $g$

Объект	$\lg T_{\text{eff}}$	$\lg T_z(\text{HeII})$	Объект	$\lg T_{\text{eff}}$	$\lg T_z(\text{HeII})$
NGC 650—1	5.25	5.26	NGC 6804	4.95	4.86
1501	4.95	4.86	6817	5.26	5.29
1535	4.96	4.87	6826	4.94	4.88
2022	4.98	4.96	6881	4.94	4.88
2371—2	5.01	5.00	6891	4.89	4.75
2392	4.95	4.83	6894	4.99	4.99
3242	4.99	4.97	6905	5.02	5.01
3587	5.07	5.02	7008	4.99	4.99
6058	4.95	4.86	7009	4.97	4.91
6309	4.99	4.98	7026	4.99	4.99
6445	5.24	5.26	7139	4.99	4.99
6543	4.93	4.82	7354	5.02	5.01
6572	4.91	4.79	NGC 7662	5.01	5.07
6751	4.96	4.88	IC 351	4.98	4.96
6772	5.06	5.05	IC 5217	4.96	4.87
6778	4.97	4.93	BD+30 3639	4.80	4.60
NGC 6781	4.98	4.96			

Таким образом, мы можем заключить, что все мыслимые сейчас с теоретической точки зрения отклонения спектров ядер планетарных туманностей от планковских в области  $\lambda < 228 \text{ \AA}$  незначительно влияют на результаты определения температур ядер методом Занстра. Получаемые цветовые занстровские температуры практически идентичны эффективным температурам этих звезд. Разного рода эффекты, прослеживаемые по вариациям занстровских температур, скорее всего отражают реальные физические свойства и изменения системы «ядро-туманность», а не являются

Таблица 2  
ВЛИЯНИЕ УСКОРЕНИЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ  $g$   
В ТЕОРЕТИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ ИЗ РАБОТЫ  
[1] НА РАССЧИТАННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ „МО-  
ДЕЛЬНЫХ“ ТЕМПЕРАТУР  $T_{\text{eff}}$

Объект	$\lg T_{\text{eff}} (g_{\min})$	$\lg T_{\text{eff}} (g_{\max})$
NGC 1535	4.96	5.03
2022	4.98	5.07
2392	4.95	5.02
3242	4.99	5.08
6058	4.95	5.02
6309	4.99	5.08
6543	4.93	5.01
7008	4.99	5.08
7009	4.97	5.05
NGC 7026	4.99	5.08

*Примечание.* Значения  $T_{\text{eff}} (g_{\min})$  определены по теоретическим моделям из работы [1] № 201, 225, 228, 310, 318, где  $\lg g$  изменяется от 4.5 до 5.5. Значения  $T_{\text{eff}} (g_{\max})$  определены по моделям № 229, 237, 238, 239, 311, где  $\lg g$  изменяется от 5.5 до 7.0.

единственно следствием отклонения ультрафиолетовых спектров ядер от спектра абсолютно черного тела.

Казанский государственный  
университет  
Астрономический совет  
АН СССР

## ON THE RELATION BETWEEN ZANSTRA TEMPERATURES OF NUCLEI OF PLANETARY NEBULAE AND EFFECTIVE TEMPERATURES OF THESE STARS

L. S. PILYUGIN, N. A. SAKHIBULLIN, G. S. KHROMOV

The classic Zanstra Hell temperatures for the number of nuclei of the planetary nebulae are compared with their effective temperatures estimated by the models of the atmospheres of the hot compact stars from [1, 2].

The differences between these two temperatures are found to be minimal. It shows, that Zanstra method is non-sensitive to the theoretically imaginable deviations of the spectra of the nuclei from that of the black body. Consequently the Zanstra temperatures are the reliable characteristics of the real temperatures of these stars.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *D. C. Hummer, D. Mihalas, M. N.*, 147, 339, 1970.
2. *P. Kunasz, D. C. Hummer, D. Mihalas, Ap. J.*, 202, 92, 1975.
3. *R. J. Harman, M. J. Seaton, M. N.*, 132, 15, 1966.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 523.854

### НЕЛИНЕЙНЫЕ СТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ. II. ВОЛНЫ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ В ТОНКОМ СЛОЕ ИЗ ЗВЕЗД

С. Н. НУРИТДИНОВ

Поступила 15 января 1976

В работе исследуются стационарные периодические волны плотности конечной амплитуды в модели бесконечно тонкого слоя из звезд. В найденном решении проявляется известный нелинейный эффект — рождение высших гармоник. Полученная зависимость длины волны от ее амплитуды указывает на дестабилизирующее влияние нелинейности.

В первой части работы [1] мы рассматривали нелинейные волны звездной плотности без ограничения на величину амплитуды в модели эллипсоида вращения, причем длина волны  $\lambda$  считалась намного меньше толщины системы  $d$ . В этой статье рассмотрим случай  $\lambda \gg d$ . Исследуем волны плотности малой (но конечной) амплитуды. Для таких волн должен проявиться известный во многих областях физики нелинейный эффект — рождение высших гармоник колебаний. В качестве равновесной модели звездной системы берется бесконечно тонкий слой. Так же, как и в [1], рассматривая стационарные («застывшие») волны с фазовой скоростью, равной нулю, определяем функциональную зависимость длины волны от амплитуды. При этом эволюцию системы представляем себе как последовательность стационарных состояний, каждое из которых имеет свою определенную величину амплитуды.

1. *Постановка задачи и основные уравнения.* Рассмотрим равновесную модель звездной системы в виде невращающегося однородного тонкого слоя, бесконечного по направлениям  $x$  и  $y$ . Ее гравитационный потенциал

$$\varphi_0(z) = -2\pi G\sigma_0|z|, \quad (1)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная, а  $\sigma_0$  — поверхностная плотность, ко-

торая является постоянной величиной. Пусть соответствующая фазовая плотность

$$f_0 = \begin{cases} \eta, & -v_0 \leq v \leq v_0, \\ 0, & v < -v_0, \quad v_0 < v, \end{cases} \quad (2)$$

где  $\eta$  и  $v_0$  — некоторые постоянные. Аналогичную функцию мы уже брали в предыдущей работе [1] для модели эллипсоида вращения.

Придадим системе некоторое малое, но конечное по амплитуде возмущение. Исследуем нелинейные свойства периодической волны в такой системе. Направим волновой вектор  $k$  по оси  $x$ . Поскольку значение фазовой плотности (2), согласно теореме Лиувилля, сохраняется и в возмущенном состоянии, то поверхностная плотность в текущий момент времени

$$\sigma(x, t) = \eta(v - v_1), \quad (3)$$

где  $v(x, t)$  и  $v_1(x, t)$  — фазовые границы возмущенной системы.

Тогда справедливо уравнение [1]

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

где потенциал  $\varphi$  удовлетворяет следующим условиям:

$$\Delta \varphi \equiv \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0, \quad \text{если } z \neq 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = -2\pi G\sigma, \quad \text{если } z = 0. \quad (6)$$

Очевидно, точно такое же уравнение как (4) имеет место и для  $v_1(x, t)$ .

Далее, мы будем рассматривать только стационарное (застывшее) состояние системы ( $\partial/\partial t = 0$ ). Поэтому из (4) в плоскости  $z = 0$  имеем

$$v = \sqrt{2(\varphi + q)}, \quad (7)$$

где  $q$  — постоянная интегрирования, являющаяся функцией от амплитуды волны. Мы знаем, что  $v = -v_1$  при предположении о неизменности импульса всей системы [1]. Следовательно,  $\sigma = 2\eta v$  и условие (6) для  $\varphi(x, z)$  примет вид

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)_{z=0} = -4\pi G\eta \sqrt{2[\varphi(x, 0) + q]}. \quad (8)$$

Добавим сюда еще условие на бесконечности

$$\lim_{z \rightarrow \infty} (\varphi - \varphi_0) = 0. \quad (9)$$

Таким образом, изучение стационарной волны конечной амплитуды в модели тонкого слоя сводится к решению двумерного уравнения Лапласа с нелинейным граничным условием (8) и обычным условием на бесконечности (9).

Пусть  $\varepsilon$  — величина, характеризующая амплитуду волны, а  $\lambda$  — длина волны. Так как амплитуда  $\varepsilon$  мала, то целесообразно искать решение в виде

$$\varphi(x, z) = \varphi_0(z) + \varepsilon \varphi_1(x, z) + \varepsilon^2 \varphi_2(x, z) + \varepsilon^3 \varphi_3(x, z) + \dots \quad (10)$$

Кроме того, следует разложить также величины  $q$  и  $\lambda$  по степеням  $\varepsilon$ . Поскольку эти две величины характеризуют волну в целом (т. е. не зависят от  $x$ ), то они инвариантны по отношению к замене  $\varepsilon$  на  $-\varepsilon$ , при которой уплотнения меняются местами с разрежениями и волна просто сдвигается. Это значит, что в разложениях  $q$  и  $\lambda$  члены с нечетными степенями от  $\varepsilon$  выпадут. Наконец, если учесть, что при  $\varphi = \varphi_0$  значение  $v = v_0$ , то имеем

$$q = \frac{v_0^2}{2} + \varepsilon^2 q_2 + \varepsilon^4 q_4 + \dots, \quad (11)$$

$$\lambda = \lambda_0 + \varepsilon^2 \lambda_2 + \varepsilon^4 \lambda_4 + \dots \quad (12)$$

Везде сделаем подстановку

$$x = (1 + \varepsilon^2 \beta_2 + \varepsilon^4 \beta_4 + \dots) x^*, \quad \beta_{2n} \equiv \frac{\lambda_{2n}}{\lambda_0} \quad (13)$$

( $n = 1, 2, 3, \dots$ ), которая часто применяется в нелинейной механике [2, 3] при изучении возмущения, периодического во времени. Для простоты, в дальнейшем знак звездочки у  $x^*$  будем опускать. Очевидно, роль нелинейности проявляется в коэффициентах  $\beta_{2n}$ , в определении значений которых и состоит наша задача. Величины  $\beta_{2n}$  можно назвать коэффициентами нелинейной зависимости длины волны от амплитуды или просто коэффициентами нелинейности.

Подставим в (5) и (8) выражения (10), (11) и (13) и разложим корень в (8) по степеням  $\varepsilon$ . Тогда, приравнявая коэффициенты при равных степенях  $\varepsilon$ , находим следующие уравнения с соответствующими условиями: первое приближение —

$$\Delta \varphi_1 = 0, \quad \left( \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \right)_{z=0} = - \frac{4\pi G \eta}{v_0} \varphi_1(x, 0), \quad (14)$$

второе приближение —

$$\Delta \varphi_2 = 0, \quad \left( \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \right)_{z=0} = - \frac{4\pi G \eta}{v_0} \left( \varphi_2 + q_2 - \frac{\varphi_1^2}{2v_0^2} \right)_{z=0}, \quad (15)''$$

третье приближение —

$$\Delta \varphi_3 = 2\beta_2 \left( \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2} \right), \quad (16)$$

$$\left( \frac{\partial \varphi_3}{\partial z} \right)_{z=0} = - \frac{4\pi G \gamma_1}{v_0} \left[ \varphi_3 - \frac{\varphi_1 (\varphi_2 + q_2)}{v_0^2} + \frac{\varphi_1^3}{2v_0^4} \right]_{z=0}, \quad (17)$$

четвертое приближение —

$$\Delta \varphi_4 = 2\beta_3 \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial x^2}, \quad (18)$$

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\partial \varphi_4}{\partial z} \right)_{z=0} = \\ & = - \frac{4\pi G \gamma_1}{v_0} \left[ \varphi_4 + q_4 - \frac{\varphi_1 \varphi_3}{v_0^2} - \frac{(\varphi_2 + q_2)^2}{2v_0^2} + \frac{3\varphi_1^2 (\varphi_2 + q_2)}{2v_0^4} - \frac{5\varphi_1^4}{8v_0^8} \right]_{z=0} \end{aligned} \quad (19)$$

и пятое приближение —

$$\Delta \varphi_5 = (2\beta_4 - 3\beta_2^2) \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2} + 2\beta_2 \frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial x^2}, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial \varphi_5}{\partial z} \right)_{z=0} = & - \frac{4\pi G \gamma_1}{v_0} \left[ \varphi_5 - \frac{\varphi_3 (\varphi_2 + q_2)}{v_0^2} + \frac{3\varphi_1 (\varphi_2 + q_2)^2}{2v_0^4} + \right. \\ & \left. + \frac{3\varphi_1^2 \varphi_3}{2v_0^4} - \frac{5\varphi_1^3 (\varphi_2 + q_2)}{2v_0^6} + \frac{7\varphi_1^5}{8v_0^8} \right]_{z=0}. \end{aligned} \quad (21)$$

Решение нулевого приближения, согласно (1) и (6), равно  $\varphi_0(z) = -4\pi G \gamma_1 v_0 |z|$ . Приступим к нахождению других приближений.

2. *Первое, второе и третье приближения.* Пусть далее, для определенности,  $z \geq 0$ . Легко показать, что двумерное уравнение Лапласа  $n$ -го приближения  $\Delta \varphi_n = 0$  при граничных условиях (8) и (9) имеет решение вида

$$\varphi_n(x, z) = \sum_{m=1}^n c_m e^{-mkz} \cos mkx, \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (22)$$

где  $c_m$  — неизвестные постоянные, которые находятся подстановкой (22) в соответствующее граничное условие для  $z = 0$ , причем при  $n = 1$ , как видно из (14),  $c_1$  есть произвольная постоянная. Подстановка (22) в граничное условие в (14) и приравнивание коэффициентов при косинусах одинаковых аргументов дает  $c_m = 0$  для  $m \geq 2$  и

$$k = \frac{4\pi G \tau_1}{v_0} \quad (23)$$

Аналог критической длины Джинса

$$\lambda_0 = \frac{2\pi}{k} = \frac{v_0}{2G\tau_1} \quad (24)$$

разделяет области устойчивости и неустойчивости в линейном приближении. Таким образом,

$$\varphi_1(x, z) = c_1 e^{-kz} \cos kx. \quad (25)$$

Для нахождения второго приближения подставляем

$$\varphi_2(x, z) = a_1 e^{-kz} \cos kx + a_2 e^{-2kz} \cos 2kx \quad (26)$$

в граничное условие в (15). Тогда, приравнявая коэффициенты при одинаковых углах, с учетом (23), получаем

$$q_2 = -a_2 = \frac{c_1^2}{4v_0^2} \quad (27)$$

и  $a_1$  — пока неизвестная постоянная (ее значение находим из следующего приближения).

Несколько иначе решается уравнение третьего приближения (16), которое с учетом (25) имеет вид

$$\Delta \varphi_3 = -2c_1 k^2 \beta_2 e^{-kz} \cos kx.$$

Его общее решение состоит из суммы решений однородного уравнения (22) и неоднородного уравнения, а именно

$$\varphi_3(x, z) = kc_1 \beta_2 z e^{-kz} \cos kx + \sum_{m=1}^3 b_m e^{-mkz} \cos mkx. \quad (28)$$

Подставляя (28) в (18), находим

$$a_1 = b_2 = 0, \quad b_3 = \frac{c_1^2}{8v_0^4}, \quad \beta_2 = -\frac{c_1^2}{4v_0^2} \quad (29)$$

и  $b_1$  остается пока неизвестной.

Как видно, коэффициент нелинейной зависимости длины волны от амплитуды  $\beta_2 < 0$ , т. е. область устойчивости, согласно (12), сужается по сравнению с линейным приближением. Следовательно, при малой, но конечной амплитуде волны нелинейность оказывает дестабилизирующее дей-

ствие. Для полного подтверждения этого результата следует найти и коэффициент  $\beta_4$ , чем мы будем заниматься в следующем разделе. Сначала найдем значения оставшихся постоянных  $c_1$  и  $b_1$ . С этой целью уточним смысл амплитуды волны  $\varepsilon$ , рассматривая ее как разность значений поверхностной плотности  $\sigma(x)$  в точках максимума ( $x=0$ ) и минимума ( $x=l/2$ ), а точнее

$$\varepsilon \equiv \frac{1}{4\eta v_0} \left[ \sigma(0) - \sigma\left(\frac{l}{2}\right) \right] = \frac{1}{2v_0} \left[ v\left(0\right) - v\left(\frac{l}{2}\right) \right]. \quad (30)$$

Подставляя (7), (10), (11) и (25)–(29) в (30) и разлагая полученное выражение по степеням  $\varepsilon$ , приравниваем коэффициенты при равных степенях  $\varepsilon$ . Получим

$$c_1 = v_0^2, \quad b_1 = -\frac{5}{8} v_0^2, \quad q_2 = \frac{v_0^2}{4}, \quad \beta_2 = -\frac{1}{4}. \quad (31)$$

Перепишем теперь найденные нами решения в окончательном виде

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= v_0^2 e^{-kz} \cos kx, & \varphi_2 &= -\frac{v_0^2}{4} e^{-2kz} \cos 2kx, \\ \varphi_3 &= -\frac{v_0^2}{8} (2kz + 5) e^{-kz} \cos kx + \frac{v_0^2}{8} e^{-3kz} \cos 3kx. \end{aligned} \quad (32)$$

3. Четвертое и пятое приближения. С целью продолжить решение еще дальше по амплитуде и определить более точно зависимость  $\lambda(\varepsilon)$  при малых (но конечных)  $\varepsilon$ , найдем следующий коэффициент нелинейности  $\beta_4$ , который содержится в уравнении пятого приближения (20). Сначала решим уравнение (18). Оно с учетом (31) и (32) примет вид

$$\Delta \varphi_4 = -\frac{k^2 v_0^2}{2} e^{-2kz} \cos 2kx. \quad (33)$$

По аналогии с третьим приближением общее решение уравнения (33) равняется

$$\varphi_4(x, z) = \frac{k v_0^2}{8} z e^{-2kz} \cos 2kx + \sum_{m=1}^4 \tau_m e^{-mkz} \cos mkx. \quad (34)$$

Подставляя (31), (32) и (34) в (19), получим

$$\tau_2 = -q_4 = \frac{v_0^2}{8}, \quad \tau_3 = 0, \quad \tau_4 = -\frac{v_0^2}{12} \quad (35)$$

и  $\tau_1$  — пока неизвестная постоянная.

Следовательно,

$$\varphi_4(x, z) = \frac{v_0^2}{8} (kz + 1) e^{-2kz} \cos 2kx + \tau_1 e^{-kz} \cos kx - \frac{v_0^2}{12} e^{-4kz} \cos 4kx. \quad (36)$$

Наконец, переходим к решению последнего уравнения (20), которое с учетом (31) и (32) имеет вид

$$\Delta \varphi_5 = -k^2 v_0^2 \left( \frac{kz + 1}{8} + 2\beta_4 \right) e^{-kz} \cos kx + \frac{9k^2 v_0^2}{16} e^{-3kz} \cos 3kx. \quad (37)$$

Поскольку в правой части (37) содержится член, пропорциональный  $ze^{-kz}$ , легче находить  $\varphi_5$ , подставляя  $\varphi_5 = \varphi_5^{(1)} + \varphi_5^{(2)}$  в (37) и разделяя его на следующие два уравнения:

$$\Delta \varphi_5^{(1)} = \frac{1 - 2kz}{16} k^2 v_0^2 e^{-kz} \cos kx, \quad (38)$$

$$\Delta \varphi_5^{(2)} = - \left( 2\beta_4 + \frac{3}{16} \right) k^2 v_0^2 e^{-kz} \cos kx + \frac{9k^2 v_0^2}{16} e^{-3kz} \cos 3kx. \quad (39)$$

Общее решение уравнения (38)

$$\varphi_5^{(1)} = \frac{k^2 v_0^2}{32} z^2 e^{-kz} \cos kx + \sum_{m=1}^5 p_m e^{-mkz} \cos mkx, \quad (40)$$

а решение (39)

$$\varphi_5^{(2)} = \left( \beta_4 + \frac{3}{32} \right) kv_0^2 z e^{-kz} \cos kx - \frac{3kv_0^2}{32} z e^{-3kz} \cos 3kx. \quad (41)$$

Для нахождения неизвестных постоянных  $\beta_4$  и  $p_m$  подставим выражения (31), (32), (40) и (41) в граничное условие (21). Затем, приравнявая коэффициенты при косинусах одинаковых аргументов, получаем

$$\beta_4 = -\frac{1}{32}, \quad \tau_1 = p_2 = p_4 = 0, \quad p_3 = -\frac{16}{24} p_5 = -\frac{v_0^2}{24}, \quad (42)$$

а члены с  $p_1$  сокращаются. Поэтому, согласно (40)–(42), имеем

$$\varphi_5(x, z) = \left[ p_1 + \frac{(k^2 z^2 + 2kz)}{32} v_0^2 \right] e^{-kz} \cos kx - \frac{v_0^2}{96} (9kz + 4) e^{-3kz} \cos 3kx + \frac{25}{384} v_0^2 e^{-5kz} \cos 5kx. \quad (43)$$

Постоянное  $p_1$  находим точно так же, как находили значение  $c_1$ , подставляя найденные нами все решения в (30). Получим  $p_1 = -19 v_0^2/128$ .

Как видно из (42), более высокий коэффициент нелинейности  $\beta_4 = \lambda_4/v_0$  также меньше нуля. Зная значения  $\beta_2$ ,  $\beta_4$  и  $\lambda_0$ , из (12) находим искомую зависимость длины волны от амплитуды с точностью до членов четвертого порядка:

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{v_0}{2G\eta} \left( 1 - \frac{\varepsilon^2}{4} - \frac{\varepsilon^4}{32} \right). \quad (44)$$

Таким образом, в модели тонкого слоя нелинейность при малой амплитуде оказывает дестабилизирующее влияние. Вероятно, данная картина, как и в модели эллипсоида [1], сохраняется до тех пор, пока слой не разделится на отдельные сгущения, что требует специального рассмотрения.

Ленинградский государственный  
университет

*Примечание при корректуре.* Отметим, что к настоящему времени вышеиспользованный метод модернизирован и применен к некоторым другим моделям галактик [4].

## NON-LINEAR STATIONARY DENSITY WAVES. II. WAVES OF FINITE AMPLITUDE IN A THIN STAR LAYER

S. N. NURITDINOV

In the article stationary periodic density waves of finite amplitude in an infinitely thin star layer is considered. In our solution of the problem a well-known non-linear effect—the generation of high order harmonics—is found. The derived dependence of the wavelength upon its amplitude denotes a destabilizing influence of the non-linearity of the wave.

### ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Нуритдинов, *Астрофизика*, 11, 135, 1975.
2. О. Блэкбер, *Анализ нелинейных систем*, Мир, М., 1969.
3. Н. Н. Моисеев, *Асимптотические методы нелинейной механики*, Наука, М., 1969.
4. С. Н. Нуритдинов, в сб. «Кинематические и динамические характеристики отдельных звездных систем», Изд. «ФАН» Уз. ССР, Ташкент, 1978, стр. 142.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 524.8

## ПЕРВИЧНЫЕ «ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ» И СПЕКТР ФОНОВОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

П. Д. НАСЕЛЬСКИЙ, Ю. Г. ШЕВЕЛЕВ

Поступила 24 апреля 1978

Пересмотрена 31 июля 1978

В работе анализируются возможные наблюдательные следствия испарения первичных «черных дыр» малой массы  $M \sim 10^{14} - 10^{15}$  г. В процессе обратных комптоновских потерь на фоновом электромагнитном излучении ультррелятивистские электроны и позитроны передают свою энергию полю излучения, что может привести к искажению наблюдаемого спектра в оптической, рентгеновской и  $\gamma$  областях, в случае, когда средняя плотность первичных «черных дыр»  $\rho_{bh} > 10^{-37}$  г/см<sup>3</sup>.

В последнее время в целом ряде работ [1—3] анализировались возможные наблюдательные следствия взрывов первичных «черных дыр» (ПЧД) малой массы ( $M \sim 10^{14.5} - 10^{15}$  г). Авторами этих работ предполагалось, что в процессе испарения частиц высоких энергий механизмом Хоукинга [4] в окрестности отдельной «черной дыры» возникает горячая оболочка из электрон-позитронных пар и квантов. Если такая «черная дыра», окруженная фэйрболлом, погружена в галактическое магнитное поле, то, согласно [1], она может являться источником всплесков излучения, проходящегося на оптический и радио диапазоны. В отличие от [1—3] мы рассмотрим свободный разлет частиц из окрестности ПЧД, при котором электрон-позитронные пары будут однородно заполнять область распределения источников. В качестве одной из моделей мы рассмотрим ситуацию, когда ПЧД однородно распределены в Метагалактике, а  $e^+e^-$  пары, испытывая обратные комптоновские потери энергии на фоновом электромагнитном излучении, передают ему свою энергию. В общем случае спектр рассеиваемых фотонов определяется спектром электрон-позитронных пар (см., например, [5]), который в свою очередь связан со спектром частиц, инжектируемых отдельной «черной дырой». Следует отметить, что в каждом кон-

кретном случае, в зависимости от массы «черной дыры», определение спектра испаренных частиц связано с достаточно громоздкими машинными расчетами, причем в настоящее время анализ продукции частиц того или иного сорта проделан лишь для ПЧД с  $M > 10^{13.5}$  г. Поэтому мы воспользуемся модельной аппроксимацией спектра электрон-позитронных пар, инжектируемых «черной дырой» массы  $M$ , определяя параметры спектра путем предельного перехода к известным расчетам. Задавая спектр  $e^+e^-$  пар в виде

$$Q_{e^+e^-}(E, t) = \frac{\alpha_c n_{bh}}{2\pi h} \left( \frac{E}{kT_{bh}} \right)^2 \left( 1 - \frac{t}{\tau_{bh}} \right)^{2/3} \times \left\{ \exp \frac{E}{kT_{bh}} \left( 1 - \frac{t}{\tau_{bh}} \right)^{1/3} + 1 \right\}^{-1} \theta(\tau_{bh} - t), \quad (1)$$

где  $\alpha_c$  — численный коэффициент, характеризующий долю массы ПЧД, приходящуюся на электрон-позитронные пары,  $n_{bh}$  — концентрация черных дыр массы  $M$ ,  $\tau_{bh}$  — время жизни «черной дыры», имеющей в момент образования массу  $M_0$  ( $\sim 1.2 \cdot 10^{-26} M^3$ ),  $T_{bh}$  — температура «черной дыры» при  $t \ll \tau_{bh}$  ( $10^{26} M^{-1}$ ),  $k$  — постоянная Больцмана.

Предполагая, что термализация высокоэнергичных частиц происходит за время  $\tau(E)$  много меньше космологического, уравнение для концентрации частиц в  $\text{см}^{-3}$  в интервале энергий  $E: E + dE$  можно представить следующим образом:

$$\frac{\partial N_{e^+e^-}(E, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} [b(E) N_{e^+e^-}(E, t)] = Q_{e^+e^-}(E, t). \quad (2)$$

Уравнение (2) автоматически предполагает, что характерная длина пробега  $e^+e^-$  пар  $l_{e^+e^-}$  много больше расстояния между источниками  $\lambda_{bh}$ ;  $b(E) = -(4/3)\sigma_T w_{ph} c (E/mc^2)^2$  — описывает потери энергии в процессе обратного комптон-эффекта на фоновом излучении с плотностью энергии  $w_{ph}$ ,  $\sigma_T$  — томсоновское сечение.

Решением (2) для неограниченного пространства является:

$$N_{e^+e^-}(E, t) = \frac{\alpha_c n_{bh}}{2\pi h |b(E)|} \int_E^\infty \left( \frac{E'}{kT_{bh}} \right)^2 \left( 1 - \frac{t - \tau(E, E')}{\tau_{bh}} \right)^{2/3} \times \left\{ \exp \left[ \frac{E'}{kT_{bh}} \left( 1 - \frac{t - \tau(E, E')}{\tau_{bh}} \right)^{1/3} + 1 \right] \right\}^{-1} dE', \quad (3)$$

где

$$\tau(E, E') = \frac{1}{\beta E} \left(1 - \frac{E}{E'}\right), \quad E < E'; \quad \beta = \frac{4}{3} \tau_{\text{исст}} w_{\text{r.c}} (mc^2)^{-2}.$$

Введем характерное время изменения параметров источника  $\tau_{\text{исст}} = (M(t)) / |dM/dt|$  и в зависимости от соотношения между  $\tau_{\text{исст}}$  и  $\tau(E, E')$  будем различать стадию адиабатического испарения ( $\tau_{\text{исст}} \gg \tau(E, E')$ ) и неадиабатического взрыва ( $\tau_{\text{исст}} \ll \tau(E, E')$ ). В адиабатическом режиме спектр  $e^-e^+$  пар определяется следующим выражением:

$$N_e(E, t) = \begin{cases} \frac{\alpha_e n_{bh}}{4\hbar} \left(1 - \frac{t}{\tau_{bh}}\right)^{-1/3} \left(\frac{E}{kT_{bh}}\right)^2 \frac{kT_{bh}}{|\beta E^2|} e^{-\frac{E}{kT_{bh}} \left(1 - \frac{t}{\tau_{bh}}\right)^{1/3}}, \\ \text{при } \frac{E}{kT_{bh}} \left(1 - \frac{t}{\tau_{bh}}\right)^{1/3} > 1, \\ \frac{\alpha_e n_{bh}}{12\pi\hbar} \left(1 - \frac{t}{\tau_{bh}}\right)^{-2/3} \frac{kT_{bh}}{\beta E^2} \left(\frac{E}{kT_{bh}}\right)^3, \\ \text{при } \frac{E}{kT_{bh}} \left(1 - \frac{t}{\tau_{bh}}\right)^{1/3} < 1. \end{cases} \quad (4)$$

В неадиабатическом режиме изменение параметров источника происходит быстрее, чем успевает произойти переработка спектра инжектируемых частиц, вследствие чего

$$N_e(E, t) = \frac{36}{\pi} \frac{\alpha_e n_{bh} \tau_{bh}}{\hbar} \left(\frac{kT_{bh}}{E}\right)^5, \quad E > kT_{bh}. \quad (5)$$

В дальнейшем нас будут интересовать лишь ПЧД, вступившие в фазу неадиабатического испарения. Удерживая в (3) в приближении  $\xi = \tau_{\text{исст}}/\tau(E) < 1$  величины первого порядка малости по параметру  $\xi$ , получим следующее выражение, уточняющее (5):

$$N_e(E, t) = \frac{36}{\pi} \frac{\alpha_e n_{bh} \tau_{bh}}{\hbar} \left(\frac{kT_{bh}}{E}\right)^3 [1 - \beta E(t - \tau_{bh})]. \quad (6)$$

Непосредственным расчетом нетрудно проверить, что решение (6) будет являться интегралом (1), если задать источник в следующем виде:

$$Q_e = \frac{36}{\pi} \frac{\alpha_e n_{bh} \tau_{bh}}{\hbar} \left(\frac{kT_{bh}}{E}\right)^3 \delta(t - \tau_{bh}), \quad (7)$$

что и указывает на взрывной характер процесса. При этом характерным временем жизни частиц, спектр которых определяется выражением (6), будет  $\Delta t = \tau(E) \sim 1/\beta E$ .

Согласно [5], средняя энергия фотонов, образованных в результате обратного комптон-эффекта ультрарелятивистских  $e^+e^-$  пар на реликтовом излучении составит [6]:

$$\varepsilon_\gamma \simeq 5 \cdot 10^{-12} \varepsilon_\gamma E_e^2 \text{ эв, где } \varepsilon_\gamma = 7 \cdot 10^{-4} \text{ эв.}$$

При этом рентгеновские кванты с  $\varepsilon_\gamma > 1$  кэв будут порождаться электрон-позитронными парами с  $E_e > 0.1$  Гэв. На временах  $\tau_{bh}' \lesssim t < < \tau_{bh} + \tau(E)$  спектр  $e^+e^-$  пар можно считать практически стационарным, и тогда светимость единицы объема, заполненного электронами и позитронами со спектром (6) и равновесным излучением с температурой  $T_r \simeq 2.7$  °К, равна [5]:

$$J_e(\nu) = \frac{117}{\pi^3} \alpha_e n_{bh} c \tau_{bh} k T_{bh} \tau_T \left( \frac{k T_{bh}}{mc^2} \right)^2 \left( \frac{k T_r}{\hbar c} \right)^3 \left( \frac{2\pi\hbar\nu}{k T_r} \right)^{-1} \frac{\varepsilon \rho_1}{\text{см}^3 \text{ стер } \mu\text{с}} \quad (8)$$

Интенсивность излучения на частоте  $\nu$  может быть по порядку величины определена как

$$F_\nu \propto c J_e(\nu) \tau |E_e(\nu)| \approx \frac{1.3 \cdot 10^2}{\pi^3} \alpha_e n_{bh} c \tau_{bh} \frac{(mc^2)^2}{w_r} \left( \frac{k T_{bh}}{mc^2} \right)^3 \left( \frac{k T_r}{\hbar c} \right)^3 \left( \frac{\nu}{\nu_r} \right)^{-3.2}, \quad (9)$$

$$\nu_r = \frac{k T_r}{h}$$

Подставляя численные значения параметров, получим:

$$F_\nu \left( \frac{\varepsilon \rho_1}{\text{см}^2 \text{ сек стер } \mu\text{с}} \right) \approx 4 \cdot 10^{36} n_{bh} \alpha_e \left( \frac{\nu}{\nu_r} \right)^{-3.2}. \quad (10)$$

Согласно (6), в области жесткого рентгеновского излучения при

$$\nu \sim 10^{20} \mu\text{с}, \quad F_\nu \simeq 10^{-26} \frac{\varepsilon \rho_1}{\text{см}^2 \text{ сек стер } \mu\text{с}},$$

откуда, воспользовавшись (10), следует

$$\alpha_e n_{bh} \lesssim 3 \cdot 10^{-53} (\text{см}^{-3}).$$

В то же время при  $\nu \sim 10^{18} \mu\text{с}$   $F_\nu \simeq 10^{-25} \varepsilon \rho_1 / \text{см}^2 \text{ сек стер } \mu\text{с}$ , что приводит к

$$\alpha_e n_{bh} \lesssim 10^{-53} (\text{см}^{-3}). \quad (11)$$

Чтобы определить непосредственно концентрацию первичных «черных дыр» из полученных выше ограничений, необходимо конкретизировать численный коэффициент  $\alpha_e$ . Для этого умножим (1) на  $E$  и проинтегрируем по всем энергиям инжектируемых частиц:

$$\frac{dE}{dt} \approx \frac{\alpha_e n_{bh}}{2\pi\hbar} \left(\frac{M}{M_g}\right)^2 \left(\frac{\hbar c^3}{GM}\right)^2 \left(\frac{\hbar c^3}{GME_g}\right)^2 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x + 1} \approx \frac{\alpha_e n_{bh}}{2\pi} \frac{\hbar c^6}{G^2 M^2} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x + 1}.$$

Для отдельной «черной дыры» энергия, уносимая  $e^+e^-$  парами в единицу времени, составит

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\alpha_e}{2\pi} \frac{\hbar c^6}{G^2 M^2} \frac{7\pi^4}{4 \cdot 30} = \frac{7\pi^3}{240} \alpha_e \frac{\hbar c^6}{G^2 M^2}.$$

Тогда потеря массы на  $e^+e^-$  компоненту определяется как

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{7\pi^3}{240} \alpha_e \frac{\hbar c^4}{G^2 M^2}.$$

Считая, что электрон-позитронные пары уносят 30% массы ПЧД [7] и воспользовавшись результатами [8], получим

$$\frac{7\pi^3}{240} \alpha_e \approx 1.6 \cdot 10^{-4}, \tag{12}$$

откуда следует, что  $\alpha_e \approx 2 \cdot 10^{-4}$ . Однако в общем случае коэффициент  $\alpha_e$  является функцией массы «черной дыры» [7] и не исключена возможность его возрастания по мере уменьшения  $M$ , поэтому (12) следует рассматривать скорее как его минимальное значение. При этом ограничения на концентрацию «черных дыр», вытекающие из (11), соответствуют

$$n_{bh} \lesssim 10^{-53} \alpha_e^{-1} \approx 5 \cdot 10^{-50} \text{ см}^{-3} \text{ при } \alpha_e = \alpha_{\min} \approx 2 \cdot 10^{-4}, \tag{13}$$

и, если в процессе взрыва  $\alpha_e(M) \rightarrow 0.3$ , то  $n_{bh} \lesssim 3 \cdot 10^{-52} \text{ см}^{-3}$ .

Воспользовавшись ограничениями на концентрацию первичных «черных дыр», полученными в работе [9] из анализа искажения спектра жесткого  $\gamma$ -излучения и совпадающими при  $\alpha_e \rightarrow 0.3$  с (13)

$$n_{bh} \lesssim 3 \cdot 10^{-52} \text{ см}^{-3},$$

оценим характерное расстояние между ПЧД:

$$\lambda_{bh} \approx 10^{17} \text{ см}.$$

Тогда из условия  $\lambda_{bh} \ll \tau(E)$  с следует, что спектр излучения (10)

должен обрываться при  $\nu \sim 4 \cdot 10^{26} \nu_r$ , что соответствует энергии  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma \sim 3 \cdot 10^{20}$  эв. Однако уже при гораздо меньших энергиях вступают в силу взаимодействия высокоэнергичных фотонов с фоновыми частицами. Наряду с генерацией жесткого рентгеновского и  $\gamma$ -излучения, первичные „черные дыры“ могут давать вклад и в оптический диапазон.

Наряду с ПЧД, взрывающимися в настоящую эпоху, в спектре масс могли присутствовать «черные дыры», испарившиеся полностью задолго до сегодняшнего времени. Испущенные ими  $e^+e^-$  пары за время меньшее космологического термализовались на реликтовых фотонах (предполагается, что  $z \ll 1400$ ), передав им свою энергию. При этом, если фотоны образованы в ходе обратного комптон-эффекта при красных смещениях  $z = z_0 > 1$ , то спектральный поток энергии можно оценить следующим образом [10]:

$$F_\nu \propto (1 + z_0)^{4.3} F_\nu(z = z_0),$$

где

$$F_\nu(z = z_0) = \frac{1.3 \cdot 10^2}{\pi^3} \alpha_e n_{bh} c \tau_{bh}^*(z_0) \frac{(mc^2)^2}{w_r(z_0)} \left( \frac{kT_{bh}^*}{mc^2} \right)^3 \left( \frac{\nu}{\nu_r(z_0)} \right)^{-3.2} \left( \frac{kT_r(z_0)}{\hbar c} \right)^3,$$

$T_{bh}^*$  соответствует температуре „черной дыры“, испарившейся ко времени  $\tau_{bh}(z_0)$ . На сегодняшний день поток энергии составит

$$F_\nu \propto (1 + z_0)^{-4} 4 \cdot 10^{35} \alpha_e n_{bh} \left( \frac{\nu}{\nu_r} \right)^{-3.2}, \quad (14)$$

где  $\nu$  — частота фотона.

Сравнение (14) с наблюдениями [6] приводит к ( $\nu \sim 10^{15}$  эв)

$$\alpha_e n_{bh} (1 + z_0)^{-4} \leq 2 \cdot 10^{-55}.$$

К сожалению, в настоящее время отсутствуют расчеты, позволяющие определить  $\alpha_e$  для  $M \ll 10^{15}$  э, однако можно ожидать, что  $\alpha_e (M \ll 10^{15} \text{ э}) > 2 \cdot 10^{-4}$ . При этом концентрация ПЧД массы  $M(z_0)$  составит

$$n_{bh} \leq 2 \cdot 10^{-55} \alpha_e^{-1} (1 + z_0)^4$$

при плотности «черных дыр»

$$\rho_{bh} \leq 6 \cdot 10^{-4} \alpha_e (1 + z_0)^4.$$

Отношение  $\rho_{bh} \left( M_0 = \frac{10^{14.5} + 10^{15}}{(1 + z_0)^{1/2}} \right)$  к плотности вещества на момент гибели „черной дыры“  $t = t(z_0)$  будет равно:

$$\frac{\rho_{bh}}{\rho_{bar}} \leq 3 \cdot 10^{-12} z_e^{-1} (1 + z_0), \quad \Omega = \frac{\rho_{bar}}{\rho_{cr}} = 1,$$

$\rho_{cr}$  — критическая плотность.

Таким образом, анализ возможных искажений спектра фонового электромагнитного излучения, обязанных испарению первичных «черных дыр» массой  $10^{14} \leq M \leq 10^{15}$  г, показывает, что относительная плотность их распределения не превышает  $2 \cdot 10^{-8}$  от плотности вещества для  $M \sim 10^{14}$  г, а для ПЧД с  $10^{14.5} \leq M \leq 10^{15}$  наиболее сильные ограничения вытекают из анализа спектра жесткого  $\gamma$ -излучения [7, 9].

Следует еще раз подчеркнуть, что при получении ограничений на плотность распределения первичных «черных дыр», взрывающихся как в настоящую эпоху, так и раньше, мы предполагали, что коэффициент  $z_e$  при выбранном спектре (1) порядка  $10^{-5} - 10^{-4}$ . Не исключена возможность, что по мере уменьшения массы его величина может возрасти вплоть до  $z_e \sim 10^{-2} - 10^{-2}$ . При этом полученные в работе ограничения необходимо уменьшить на два порядка. Аргументом в пользу этого является приведенное в [7] выражение для числа частиц в единичном интервале энергий, испущенных «черной дырой» в режиме взрыва:

$$\frac{dN(E)}{dE} \approx 10^{34} \left( \frac{E}{eV} \right)^{-3} (z_e^{-11}). \quad (15)$$

Сравнение (5) с (15) дает  $z_e \sim 10^{-2}$ , что на два порядка превышает (12). Принимая  $z_e \sim 10^{-2}$ , будем иметь

$$\frac{\rho_{bh}}{\rho_{bar}} \Big|_{M_0 \sim 10^{14} \text{ г}} \leq 2 \cdot 10^{-9}.$$

Резюмируя сказанное выше, можно полагать, что, по-видимому, плотность распределения первичных «черных дыр» в рассматриваемом диапазоне не превосходит  $10^{-9}$  от критической для  $M \sim 10^{14.5} - 10^{15}$  г и  $2 \cdot 10^{-8}$  от плотности вещества на момент гибели «черных дыр» с  $M \sim 10^{14}$  г. Эти ограничения свидетельствуют о достаточно низком уровне начальных отклонений Вселенной в момент образования таких ПЧД ( $\tau \sim GM/c^3 \sim 10^{-25}$  сек) от однородности и изотропии [7, 11].

## PRIMORDIAL "BLACK HOLES" AND BACKGROUND ELECTROMAGNETIC RADIATION SPECTRUM

P. D. NASEL'SKY, Yu. G. SHEVELEV

The possible observable consequences of the primordial small mass ( $M \sim 10^{14} - 10^{15}$  g) "black holes" evaporation are analysed. Electrons and positrons give their energy by reverse Compton on the background electromagnetic radiation to the radiation field, that may result to distortion of the observable spectrum in visible, X- and  $\gamma$ -rays. Comparison of the theoretical calculations with the observations gives the mean density of primordial "black holes"  $\rho_{bh} > 10^{-57}$  g·cm<sup>-3</sup>.

### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Rees, *Nature*, 266, 333, 1977.
2. N. A. Rarter, T. C. Weekes, *Nature*, 267, 500, 1977.
3. J. V. Jelley, G. A. Baird, E. O'Mongain, *Nature*, 267, 499, 1977.
4. S. W. Hawking, *Comm. Math. Phys.*, 43, 199, 1975.
5. Л. М. Озерной, О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, *Астрофизика высоких энергий*, Атомиздат, М., 1973.
6. М. С. Лонейр, Р. А. Сюняев, *УФН*, 105, 41, 1971.
7. B. J. Carr, *Ap. J.*, 206, 8, 1976.
8. D. N. Page, *Phys. Rev.*, D13, 198, 1976.
9. D. N. Page, S. W. Hawking, *Ap. J.*, 206, 1, 1976.
10. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
11. Б. В. Вайнер, П. Д. Насельский, *Астрон. ж.*, 55, 231, 1978.

УДК 523.164.4

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 668  
В ИНТЕРВАЛЕ ЧАСТОТ 2.3 — 14.4 Гц\*

Галактика Маркарян 668 является сейфертовской галактикой [1, 2]. Она отождествляется с радионисточником ОQ 208, который имеет необычный спектр — он изгибается в области частоты  $\sim 5$  Гц [3].

В мае 1978 г. Маркарян 668 наблюдалась на радиотелескопе РАТАН-600 в интервале частот 2.3 ÷ 14.4 Гц. Этот интервал охватывает область указанного изгиба и поэтому позволяет уточнить ход спектра в области изгиба. Полученные в настоящей заметке результаты значительно дополняют опубликованные до сих пор данные о радиоизлучении ОQ 208.

Метод наблюдений на РАТАН-600 и техника обработки данных описаны в работе [4].

Плотности потоков радиоизлучения на частотах 2.3, 3.66, 7.7 и 14.4 Гц, по данным наших наблюдений, составляют  $1.81 \pm 0.28$ ,  $2.48 \pm 0.16$ ,  $3.13 \pm 0.30$  и  $1.59 \pm 0.29$  ян соответственно. Прямое восхождение радионисточника  $\alpha_{1950} = 14^{\text{h}}04^{\text{m}}46^{\text{s}}.3 \pm 0^{\text{s}}.2$ , что хорошо совпадает с уточненным прямым восхождением центра галактики Маркарян 668 ( $\alpha_{1950} = 14^{\text{h}}04^{\text{m}}45^{\text{s}}.9$ ).

Спектр излучения радионисточника для частотного интервала  $0.612 \div 14.14$  Гц приведен на рис. 1. Жирными точками показаны данные наших наблюдений, а кружками — данные, взятые из [3, 5—7]. Из кривой

\* При обсуждении результатов наблюдений радиоизлучения ряда галактик с ультрафиолетовым избытком излучения мы узнали о том, что Коджоян и др. [16] представили отдельную статью о радиоизлучении Маркарян 668. Это ускорило подготовку нашей заметки.

хорошо видно, что спектр резко изгибается в области частоты 5.3 Гц. Правее и левее этой точки спектр имеет почти линейный характер со спектральными индексами  $-0.9 \pm 0.1$  и  $+1.20 \pm 0.01$  соответственно.

Если допустить, что наблюдаемый изгиб в спектре радиоизлучения галактики Маркарян 668 обусловлен синхротронным самопоглощением, то, принимая в известной формуле [8] значение углового размера радиоисточника  $0.''0018$  [9] и красное смещение  $z = 0.077$ , для магнитного поля получим значение  $9 \cdot 10^{-2}$  гс. Наличие такого сильного магнитного поля, при действии механизма синхротронного самопоглощения, должно вызывать заметную поляризацию излучения радиоисточника. Например, согласно [10], при значении магнитного поля  $3.2 \cdot 10^{-1}$  гс степень круговой поляризации должна составлять 1.3%. Однако, как было установлено в работах [11, 12], OQ 208 не показывает линейной поляризации больше 0.3 и 0.2% на волнах 3.7 и 11.1 см соответственно, а степень круговой поляризации на волне 6 см составляет всего лишь  $0.25 \pm 0.21\%$ .

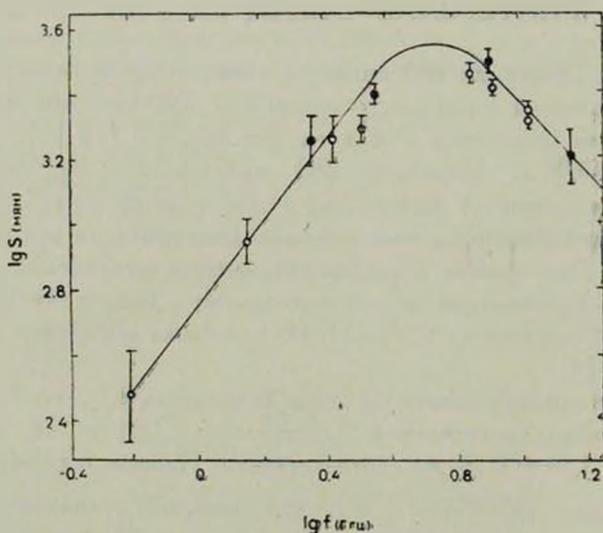


Рис. 1. Спектр радиоизлучения галактики Маркарян 668.

В работе [10], в качестве возможной причины, объясняющей необычный ход спектральной кривой радиоисточников, рассматривается малость пуг-угла, что в случае OQ 208 маловероятно из-за отсутствия заметной круговой поляризации.

Ход спектральной кривой нельзя объяснить также сложной структурой радиоисточника, т. е. рассматривать изгиб как результат наложения спектров отдельных компонент, так как интерференционные наблюдения со

сверхдлинными базами показали, что радионисточник OQ 208 является одноконтентным источником [7, 9].

Возможно, что в случае OQ 208 синхротронный источник перемешан с ионизованной средой, которая и поглощает излучение радионисточника. В этом случае спектр излучения левее частоты максимума имеет вид  $\sim \nu^{3+2}$  [13, 14]. Наблюденный ход спектра Маркарян 668 вполне соответствует такой зависимости. При этом механизме величина магнитного поля, согласно [10], получается равной  $7.5 \cdot 10^{-4}$  гс, а степень круговой поляризации  $\sim 0.045\%$ , что более близко к наблюдательным данным.

Следует также отметить, что Маркарян 668 по величине радиосветимости попадает в группу радиогалактик и квазаров. На частоте максимума спектра излучения ( $\sim 5.3$  Гц) радиосветимость составляет  $\sim 4 \cdot 10^{25}$  вт гц<sup>-1</sup>, в то время как средняя величина радиосветимостей галактик Маркаряна сейфертовского типа составляет  $2 \cdot 10^{23}$  вт гц [15].

*Radio spectrum of the galaxy Markarian 668 at the frequency band 2.3—14.4 GHz.* The radio spectrum of the galaxy Markarian 668 is drawn up on the basis of the observational data obtained with the RATAN—600 radio telescope. Some possible mechanisms for the explanation of the cut-off in the spectrum around the frequency 5.3 GHz, are discussed.

3 июля 1978

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

В. А. САНАМЯН  
Р. А. КАНДАЛЯН

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 10, 307, 1974.
2. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, В. Л. Афинасьев, *Астрофизика*, 12, 665, 1976.
3. J. D. Kraus, B. H. Andrew, *Ap. J.*, 159, L41, 1970.
4. В. А. Санамян, Р. А. Кандалян, *Астрофизика*, 14, 623, 1978.
5. G. M. Blake, *Ap. Letters*, 6, 201, 1970.
6. W. J. Medd, B. H. Andrew, G. A. Harvey, J. L. Locke, *Mem. R. Astr. Soc.*, 77, 109, 1972.
7. J. J. Wittels, C. A. Knight, I. I. Shapiro, H. F. Hintergger, A. E. E. Rogers, A. R. Whitney, T. A. Clark, L. K. Hutton, G. E. Marandino, A. E. Niell, B. G. Bonnang, O. E. H. Rydbeck, W. K. Klempere, W. W. Warnock, *Ap. J.*, 196, 13, 1975.
8. V. I. Slis, *Nature*, 199, 682, 1963.
9. K. I. Kellerman, B. G. Clark, D. L. Jauncey, M. H. Cohen, D. B. Shaffer, A. T. Moffet, S. Gulkis, *Ap. J.*, 161, 803, 1970.
10. R. I. Epstein, V. Petrosian, *Ap. J.*, 183, 611, 1973.
11. G. A. Seielstad, G. L. Berge, *A. J.*, 80, 271, 1975.
12. D. R. Altschuler, J. F. C. Wardle, *M. N.*, 179, 153, 1977.

13. *R. J. Allen*. *Ap. J.*, 153, 389, 1968.
14. *Galactic and Extragalactic Radioastronomy*, eds. G. L. Verschuur, K. I. Keller-  
mann, Springer Verlag, 1974. (Русск. пер.: „Галактическая и внегалактическая  
радиоастрономия“, Мир. М., 1976).
15. *R. A. Sramek*, *H. M. Tovmassian*. *Ap. J.*, 196, 339, 1975.
16. *G. Kojotan*, *D. F. Dickinson*, *H. M. Tovmassian*, *A. St. Clair Dinger*, *Astrofi-  
zika*, 14, 447, 1978.

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

## РЕЦЕНЗИИ

Э. А. Дибай. С. А. Каплан. «Размерности и подобие астрофизических величин», 398 стр., Наука, М., 1976.

Все теоретические выводы и обобщения в астрофизике основаны на данных наблюдений. Возможности наблюдений, как правило, очень ограничены, а воспроизвести изучаемые явления в земных условиях обычно невозможно. Поэтому чрезвычайно трудно выяснить влияние на исследуемые процессы многочисленных факторов, не все из которых к тому же достаточно известны. В такой ситуации очень важная роль в осмысливании результатов наблюдений с теоретической точки зрения принадлежит анализу размерностей астрофизических величин.

Следующим шагом в разработке астрофизических теорий является моделирование объектов и протекающих в них процессов. При этом исходными служат соображения о физическом подобии. В большинстве случаев подобие можно установить на основе анализа размерностей лишь по малому числу параметров. Для простых объектов удается из уравнений задачи найти точные критерии подобия и далее численным путем строить модели. Указанным путем достигнуты, в частности, значительные успехи в теории внутреннего строения звезд и звездной эволюции. С развитием вычислительной техники моделирование стало широко применяться и при изучении динамики звездных систем.

Методы теории размерностей необходимы для исследования столь сложных явлений, как турбулентность и конвекция в звездах, вспышки звезд и многих других. В монографической литературе эти методы хотя и освещались, но систематического изложения вместе с достаточно обширной демонстрацией их применений в задачах астрофизики до сих пор не было.

Книга Э. А. Дибая и С. А. Каплана «Размерности и подобие астрофизических величин» заполняет этот пробел и ее появление весьма своевременно. В ней охвачен очень большой круг вопросов. Рассмотрим вкратце содержание рецензируемой книги.

В первой главе дано общее описание методов теории размерностей, сопровождается рядом удачно подобранных примеров их применения. Приводятся также очень интересные соображения о роли мировых констант в астрофизических теориях — к этому вопросу авторы возвращаются и в конце книги. Вторая глава посвящена анализу размерностей различных явлений, обусловленных гравитационным взаимодействием и электромагнитным излучением.

В следующих двух главах при помощи анализа размерностей устанавливается зависимость между определяющими параметрами звезд различных типов. Сравнительно много внимания уделено вырожденным конфигурациям. Далее излагаются результаты численного моделирования звезд путем применения метода подобия. Здесь же приведены данные, полученные при расчетах звездной эволюции. По нашему мнению, третья и четвертая главы книги являются наиболее удачными не только по изложению, но и по значению сообщаемых в них сведений.

Главы пятая и шестая содержат исследование различных видов движений в звездах и в межзвездной среде — как стационарных, так и нестационарных. Изучение движений газа в космических условиях очень сложно, так как надо учитывать действие недостаточно исследованных теоретически и трудно наблюдаемых эффектов — вращения, магнитных полей, турбулентности и конвекции в сжимаемых средах. Поэтому и результаты получаются не очень определенными. Кроме того, материал этих глав изложен несколько сложнее, чем в предыдущих. Стремление охватить большой круг вопросов привело в ряде случаев к чрезмерной сжатости изложения. Это относится в первую очередь к параграфу, в котором говорится о влиянии вращения и магнитных полей, а также к параграфу об ионизационных фронтах и автомодельных движениях. По-видимому, пятая и шестая главы в целом доступны лишь хорошо подготовленному читателю, тогда как для чтения остальных не требуется больших знаний в области астрофизики.

Описание результатов численного моделирования звездных систем составляет предмет седьмой главы. Этому вопросу до сих пор уделялось мало внимания в монографиях. Несомненно, что указанная глава будет с большим интересом прочитана астрофизиками, не занимающимися непосредственно физикой звездных систем. То же можно сказать и о последней — восьмой главе, где обсуждаются принципиальные проблемы внегалактической астрономии, по-видимому, еще очень далекие от окончательного решения.

Таким образом, благодаря многостороннему содержанию книги Э. А. Дибая и С. А. Каплана астрофизик — как наблюдатель, так и теоретик — какими бы вопросами он ни занимался, не только найдет в этой книге изложение полезных для его тематики методов исследования, но и познакомится с результатами, достигнутыми в смежных областях астрофизики.

Положительной стороной книги является тесная связь изложения с «большими» проблемами физики, то есть обсуждение, наряду с конкретными, общих вопросов, имеющих принципиальное значение, но пока остающихся дискуссионными. Существенно также, что авторы не увлекаются математическими деталями, отдавая приоритет физической стороне дела.

Естественно, что в книге сравнительно небольшого объема достаточно детально рассмотрены не все задачи астрофизики, в которых используются методы размерности и подобия, а лишь те, которые представляют интерес для ее авторов. Тем не менее, этого вполне достаточно для того, чтобы оценить значение указанных методов и границы их применимости.

Трудно полностью согласиться с авторами в том, что рецензируемая книга может рассматриваться как «пособие для обучения использованию методов теории размерностей». Использование этих методов требует достаточно глубокого проникновения в существо научной задачи, большой интуиции и является частью научного исследования. По мнению рецензента, обучение научным исследованиям должно производиться не по книге, которая, как сказано в предисловии, предназначена и для читателя, «имеющего лишь самое общее представление об астрономии». Заметим, что такой читатель при чтении книги встретится с большими трудностями. Укажем лишь два из многочисленных примеров. На стр. 206 всего в нескольких строчках описано сложное явление меридиональной циркуляции. На стр. 294 URCA-процесс просто упомянут без всяких пояснений.

Сделанное замечание не может повлиять на высокую оценку книги Э. А. Дибая и С. А. Каплана, как первой монографии, систематизирующей результаты многолетних применений методов теории размерности и подобия в астрофизике. Нет сомнения в том, что эта книга не только будет с большим интересом прочитана астрофизиками и специалистами в смежных областях, но также существенно скажется на улучшении качества подготовки специалистов астрофизиков и повышении уровня астрофизических исследований.

В. Г. ГОРБАЦКИИ

## ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ

В мою статью „Перенос излучения в бесконечных атмосферах. I“, опубликованную в „Астрофизике“, 12, № 2, 255—271, 1976, не по вине автора вкрался ряд опечаток. Ниже приводится список более существенных из них.

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
256	10 снизу	$\cos \varphi$	$\cos \gamma'$
257	6 сверху	$= \omega \omega_0$	$= \omega \omega_0$ . Индикатрису можно разложить по полиномам Лежандра
258	10 сверху	$\int_{-\infty}^{\tau} (\tau, \mu, \mu_0)$	$\int_{-\infty}^{\tau} B^m(\tau', \mu, \mu_0)$
258	11 сверху	$\int_1^{\infty}$	$-\int_{\tau}^{\infty}$
258	7 снизу	$\int_0^{\infty} B^n(\tau', -\mu', \mu_0) e^{-\frac{\tau-\tau'}{\mu'}}$	$\int_{\tau}^{\infty} B^m(\tau', -\mu', \mu_0) e^{-\frac{\tau'-\tau}{\mu'}}$
259	1 сверху	$\mu = 0$	$\mu \neq 0$
260	3 снизу	$= \frac{\lambda}{4} p^m(0, \mu_0)$	$= \frac{\lambda}{4} p^m(0, \mu_0)$
261	8 сверху	$p^m(\mu, -\mu') =$	$p^m(\mu, \mu') =$
262	4 сверху	$(\mu + \mu_0)$	$(\mu \pm \mu_0)$
264	4 сверху	$\frac{2n+1}{2}$	$\frac{2n+1}{4}$
264	8 снизу	вместо	вместо $\varphi_n^m$
264	6 снизу	H-функции	$\varphi$ -функции

В табл. 1 (стр. 268) значения  $H(\mu)$  при  $\lambda = 0.85$ , напечатанные как 1.2736, 2.608 и 3.9271, должны быть соответственно 1.2739, 2.6080 и 3.2271, вместо 2.9348 для  $H(\mu)$  при  $\lambda = 0.8$  должно быть 2.3498; значение  $r(\mu)$  при  $\lambda = 0.95$ , напечатанное как 0.2307, есть в действительности 0.2370.

В. В. ИВАНОВ



### САМУИЛ АРОНОВИЧ КАПЛАН

Советская астрофизика понесла тяжелую утрату. 11 июня 1978 года оборвалась жизнь Самуила Ароновича Каплана, выдающегося специалиста по теоретической астрофизике, доктора физико-математических наук, профессора Горьковского университета, члена редколлегии журнала «Астрофизика».

С. А. Каплан родился 10 октября 1921 г. в городе Рославле Смоленской области. Среднюю школу он окончил в Ленинграде и поступил затем в Ленинградский педагогический институт им. Герцена. Студентом этого института застала его война, и, призванный в армию, он до конца войны находился на фронте. В это время он не прекращал и учебных занятий и в 1945 г. заочно окончил физико-математический факультет педагогического института.

Пробудившийся интерес к астрономии заставил С. А. Каплана поступить в аспирантуру кафедры астрофизики Ленинградского университета. Здесь быстро обнаружилось его исключительные способности к теоретическим исследованиям. Уже в кандидатской диссертации, посвященной теории белых карликов, им была решена важная задача о равновесных конфигурациях вырожденного газа в эйнштейновском гравитационном поле. На кафедре астрофизики ЛГУ сложился у него стиль научных исследований, включающий в себя как качественные оценки, так и точные математические расчеты.

С 1948 года по 1961 год С. А. Каплан работал во Львовском университете, где заведовал отделом астрофизики в университетской обсерватории и был профессором кафедры теоретической физики. В 1961 г. он переехал в Горький, привлеченный возможностью работать в области радиоастрономии. Здесь он был сотрудником Научно-исследовательского радиофизического института при Горьковском университете и вел в университете большую педагогическую работу по физике и астрофизике.

Круг научных интересов С. А. Каплана был необычайно широк и им выполнены многочисленные исследования в различных областях астрофизики. Особенно же его интересовали проблемы физики межзвездной среды. Им был впервые получен ряд важных результатов в теории межзвездной турбулентности и в теории межзвездных ударных волн. Он выяснил роль излучения в ударных волнах и ионизационных разрывах, разработал теорию ударных волн с высвечиванием. Он исследовал также поле излучения в галактическом пространстве и ионизацию в нем различных атомов.

В последнее десятилетие С. А. Каплан разрабатывал теорию плазмы в космических условиях. Им решен ряд проблем взаимодействия с плазмой быстрых частиц, излучения релятивистских электронов и ионов, поведения плазмы в сильных магнитных полях. Полученные им результаты были использованы для объяснения радиоизлучения Солнца, излучения пульсаров, квазаров, ядер галактик и радиогалактик.

С. А. Капланом написан ряд замечательных монографий, оказавших большое влияние на развитие астрофизики в нашей стране. В 1958 г. вышла в свет его монография «Межзвездная газодинамика», в 1963 г. — книга «Межзвездная среда», написанная совместно с С. Б. Пикельнером, в 1972 г. — книга «Плазменная астрофизика» (соавтор В. Н. Цытович), в 1976 г. — книга «Размерности и подобие астрофизических величин» (соавтор Э. А. Дибай). Первые три монографии переведены на английский язык и приобрели широкую известность за рубежом. Смерть прервала работу Самуила Ароновича над вторым изданием книги «Межзвездная среда».

С. А. Каплан обладал ярким талантом лектора. Он читал множество лекций по различным областям науки во Львовском и Горьковском университетах, его охотно приглашали для чтения лекций в другие города. Огромная эрудиция позволяла Самуилу Ароновичу консультировать многие работы, часто выступать оппонентом на защитах диссертаций, рецензировать большое число статей. Он имел много учеников, ставших известными астрофизиками.

Человек, глубоко преданный науке, любящий и умеющий работать, спокойный и доброжелательный — таким навсегда останется Самуил Аронович в памяти тех, кто его знал.

Безвременная кончина Самуила Ароновича Каплана — большая потеря как для астрофизики, так и для его многочисленных друзей во всех астрономических учреждениях нашей страны.

**АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ**  
**ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 14, 1978 ГОД**

<i>Абрамян М. Г., Оганесян Р. С.</i> , Гравитационная устойчивость вращающихся вложенных дисков . . . . .	123
<i>Абрамян М. Г.</i> Волны плотности во вложенных дисках . . . . .	579
<i>Амбарцумян В. А.</i> Вывод распределения частот звездных вспышек в звездном агрегате . . . . .	367
<i>Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Сноу Т. П.</i> Р Лебеда в далеком ультрафиолете . . . . .	425
<i>Амирханян А. С.</i> (см. <i>Шахбазян Р. К.</i> ) . . . . .	455
<i>Андроник В. В.</i> (см. <i>Чернобай В. А.</i> ) . . . . .	123
<i>Аршуткин Л. Н., Колесник И. Г.</i> Строение и характеристики диффузных межзвездных облаков . . . . .	591
<i>Арутюнян Г. А.</i> (см. <i>Никогосян А. Г.</i> ) . . . . .	393
<i>Асаад А. С., Хасан С. М., Хромов Г. С.</i> Наблюдения планетарных туманностей NGC 7027 и NGC 7293 на обсерватории Коттамия . . . . .	31
<i>Байер Ф. В., Тириш Г.</i> Компактные группы компактных галактик. VIII. . . . .	279
<i>Белувб О. П.</i> (см. <i>Чернобай В. А.</i> ) . . . . .	533
<i>Берман В. Г., Мишуров Ю. Н.</i> Определение параметров спиральной структуры галактики по радионезлучению нейтрального водорода в линии 21 см. I. Линейная теория. Нерезонансная область . . . . .	637
<i>Бессонов О. А., Кудряшов А. Д., Эрма Э. В.</i> О продуктах горения углерода при постоянной температуре . . . . .	161
<i>Бернген Ф., Каллоглян А. Т.</i> Компактные галактики в окрестности скопления А 193 . . . . .	613
<i>Бисноватый-Козан Г. С., Блинников С. И.</i> Распространение волны в среде с высоким лучистым давлением. Основные уравнения и случай однородной среды . . . . .	563
<i>Блинников С. И.</i> (см. <i>Бисноватый-Козан Г. С.</i> ) . . . . .	563
<i>Бояжяленский О. И.</i> Автомодельные движения газа в звездах . . . . .	501
<i>Вайнер Б. В.</i> Кинетика нейтринного излучения в горячей модели Вселенной с первичными «черными дырами» . . . . .	325
<i>Варданян Р. А., Мелик-Алавердян Ю. К.</i> О распределении компактных галактик в компактных группах . . . . .	195

<i>Вартанян К. В.</i> (см. <i>Оганесян Р. Х.</i> ) . . . . .	651
<i>Венузолал В. Р.</i> (см. <i>Санамян В. А.</i> ) . . . . .	283
<i>Владимиров С. Б., Хромов Г. С.</i> Микроструктуры в планетарной туманности NGC 7293 . . . . .	307
<i>Геворгиян М. С.</i> О задачах переноса в бесконечной среде . . . . .	527
<i>Горбацкий В. Г.</i> Потеря углового момента звездой, входящей в тесную двойную систему и имеющей быстро вращающееся ядро . . . . .	215
<i>Горбацкий В. Г.</i> «Размерности и подобие астрофизических величин». Э. А. Дибай, С. А. Каплан. Рецензия . . . . .	691
<i>Горелик Г. Е.</i> Статические и близкие к статическим полузамкнутые конфигурации и космологическая постоянная . . . . .	339
<i>Горелов В. П., Ильин В. И.</i> О приближенном расчете вспомогательных функций теории переноса излучения . . . . .	407
<i>Горелов В. П., Ильин В. И.</i> К расчету вспомогательных функций теории переноса в однородных средах . . . . .	553
<i>Грачев С. И.</i> Перенос резонансного излучения в бесконечной изотропно расширяющейся среде . . . . .	111
<i>Гринин В. П.</i> Перенос резонансного излучения в движущихся средах при наличии крупномасштабного радиационного взаимодействия . . . . .	201
<i>Гринин В. П.</i> Световое давление в спектральных линиях в оболочках с аксиально-симметричными движениями. I. Кинематики с локальным радиационным взаимодействием . . . . .	537
<i>Гусейнов О. Х., Касумов Ф. К., Юсифов И. М.</i> Функция светимости и пространственная плотность пульсаров . . . . .	351
<i>Данилов В. М.</i> О динамике тесных двойных и одиночных звезд в рассеянных звездных скоплениях . . . . .	37
<i>Дикинсон Д. Ф.</i> (см. <i>Коджоян Г.</i> ) . . . . .	447
<i>Дингер А. С. К.</i> (см. <i>Коджоян Г.</i> ) . . . . .	447
<i>Дорошенко В. Т., Ефимов Ф. С., Розенбуш А. Э., Теребиж В. Ю., Шенаврин В. И.</i> Оптические и инфракрасные наблюдения SU Tau . . . . .	5
<i>Егизарян А. А., Казарян М. А., Хачикян Э. Е.</i> Спектральное и морфологическое исследование галактик с UV-избытком. II. Aro 15 . . . . .	263
<i>Есипов В. Ф., Погов В. Н., Хачикян Э. Е.</i> Спектрофотометрическое исследование сейфертовской галактики Маркарян 348 . . . . .	603
<i>Ефимов Ю. С.</i> (см. <i>Дорошенко В. Т.</i> ) . . . . .	5
<i>Зиварзин Ю. М.</i> Поверхностная яркость северного Млечного пути в красной области спектра . . . . .	293
<i>Зайцева Г. В.</i> Переменность блеска и эмиссии $H_{\alpha}$ звезды Т Тельца . . . . .	17

Иванов В. В. Письмо в редакцию . . . . .	697
Ильин В. И. (см. Горелов В. П.) . . . . .	407
Ильин В. И. (см. Горелов В. П.) . . . . .	553
Казарян М. А. (см. Егиазарян А. А.) . . . . .	263
Каллоглян А. Т. О сжатиях галактик в скоплениях А 193 и А 2255 . . . . .	467
Каллоглян А. Т. (см. Бёрнген Ф.) . . . . .	613
Кандалян Р. А. (см. Санаян В. А.) . . . . .	623
Кандалян Р. А. (см. Санаян В. А.) . . . . .	687
Касумов Ф. К. (см. Гусейнов О. Х.) . . . . .	351
Киракосян Р. М. (см. Мингалиев М. Г.) . . . . .	91
Кирьян В. В., Мелик-Алавердян Ю. К., Товмасын Г. М., Шахбазян Ю. Л. Фотометрия некоторых углеродных звезд в диапазоне 1—2.5 мкм . . . . .	645
Климишин И. А. «Космическая газодинамика». В. Г. Горбацкий. Рецензия . . . . .	361
Котошвили Н. Г. Исследование «эффекта края поля» на основе данных морфологического каталога галактик . . . . .	530
Коджоян Г., Дикинсон Д. Ф., Товмасын Г. М., Дингер А. С. К. Радиоспектр ОQ 208—Маркарян 668 . . . . .	447
Колесник И. Г. (см. Аршуткин Л. Н.) . . . . .	591
Кривдик В. Г. Потери энергии космических лучей в расширяющихся областях галактики . . . . .	357
Кудряшов А. Д. (см. Бессонов О. А.) . . . . .	161
Кузюзов С. А., Сергеев В. О. Метод регуляризации при построении моделей распределения масс в галактиках . . . . .	473
Магакян Т. Ю. О некоторых изменениях в спектре R Моп . . . . .	524
Малумян В. Г. (см. Мингалиев М. Г.) . . . . .	91
Мелик-Алавердян Ю. К. К вопросу о распределении О—В звезд . . . . .	345
Мелик-Алавердян Ю. К. К вопросу о происхождении химических элементов . . . . .	515
Мелик-Алавердян Ю. К. (см. Варданян Р. А.) . . . . .	195
Мелик-Алавердян Ю. К. (см. Кирьян В. В.) . . . . .	645
Мингалиев М. Г., Пустильник С. А., Трушкин С. А., Киракосян Р. М., Малумян В. Г. Спектры некоторых переменных радиоисточников по наблюдениям на РАТАН-600 . . . . .	91
Мирзоян Л. В. (см. Амбарцумян В. А.) . . . . .	425
Мишуров Ю. Н. (см. Берман В. Г.) . . . . .	637

<i>Мурадян Р. М.</i> Происхождение магнитных полей и сверхплотная космогония . . .	439
<i>Насельский П. Д.</i> Кинетика рекомбинации водорода в присутствии первичных «черных дыр» малой массы . . . . .	145
<i>Насельский П. Д., Шевелев Ю. Г.</i> Первичные «черные дыры» и спектр фонового электромагнитного излучения . . . . .	679
<i>Никогосян А. Г., Арутюнян Г. А.</i> Диффузное отражение света при произвольной индикатрисе рассеяния . . . . .	393
<i>Нуриддинов С. Н.</i> Нелинейные стационарные волны плотности. II. Волны конечной амплитуды в тонком слое из звезд . . . . .	671
<i>Овакимова Н. К.</i> К вопросу об источниках энергии в красных гигантах с нейтронным ядром . . . . .	257
<i>Оганесян Р. С.</i> (см. <i>Абрамян М. Г.</i> ) . . . . .	129
<i>Оганесян Р. Х., Вартиян К. В.</i> Ультрафиолетовая спектрофотометрия группы горячих звезд в Персее . . . . .	651
<i>Осипков Л. П.</i> О поведении дисперсии радиальных скоростей на периферии сферических систем гравитирующих тел . . . . .	99
<i>Осипков Л. П.</i> Об одном общем выражении для потенциала сферических звездных систем . . . . .	225
<i>Парсамян Э. С., Петросян В. М.</i> Колориметрия кометарной туманности Парсамян 21 . . . . .	521
<i>Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е.</i> Галактики с UV-континуумом, имеющие двойные и кратные ядра. II. . . . .	69
<i>Петросян В. М.</i> (см. <i>Парсамян Э. С.</i> ) . . . . .	521
<i>Петросян М. Б.</i> Компактные группы компактных галактик. IX. . . . .	631
<i>Пикичян О. В.</i> О функции Грина плоского слоя при некогерентном неізотропном рассеянии . . . . .	169
<i>Пиллюин Л. С., Сахибуллин Н. А., Хромов Г. С.</i> О соотношении между «занстровскими» температурами ядер планетарных туманностей и эффективными температурами этих звезд . . . . .	665
<i>Попов В. Н.</i> (см. <i>Есипов В. Ф.</i> ) . . . . .	603
<i>Пустильник С. А.</i> (см. <i>Минялиев М. Г.</i> ) . . . . .	91
<i>Ровенбуш А. Э.</i> (см. <i>Дорошенко В. Т.</i> ) . . . . .	5
<i>Саакян Г. С., Саркисян А. В., Хачатрян Б. В., Чубарян Э. В.</i> Конфигурации выроджденных масс по биметрической теории гравитации . . . . .	489
<i>Саакян К. А.</i> (см. <i>Петросян А. Р.</i> ) . . . . .	69
<i>Салуквадзе Г. Н.</i> Каталог кратных систем типа Трапеции . . . . .	57
<i>Санамян В. А., Венуголал В. Р., Чавушян О. С.</i> Наблюдения радиовспышек звезд	

в области звездного скопления Плеяды на частоте 327 МГц . . . . .	283
Санамян В. А., Кандалян Р. А. Наблюдения ряда галактик Маркаряна на радиотелескопе РАТАН-600 . . . . .	623
Санамян В. А., Кандалян Р. А. Радиоизлучение галактики Маркарян 668 в интервале частот 2.3—14.4 Гц . . . . .	687
Саркисян А. В. (см. Саакян Г. С.) . . . . .	489
Сахибуллин Н. А. (см. Пиллюгин А. С.) . . . . .	675
Сергеев В. О. (см. Кутузов С. А.) . . . . .	473
Сноу Т. П. (см. Амбарцумян В. А.) . . . . .	425
Соболев В. В. Влияние электронного рассеяния на непрерывный спектр звезды . . . . .	383
Теребиж В. Ю. (см. Дорошенко В. Т.) . . . . .	5
Тириш Г. (см. Байер Ф. В.) . . . . .	279
Товмасын Г. М. (см. Коджоян Г.) . . . . .	447
Товмасын Г. М. (см. Кирьян В. В.) . . . . .	645
Трушкин С. А. (см. Минташев М. Г.) . . . . .	91
Федорова О. В. О расширении атмосферы пульсирующей звезды под действием периодических ударных волн . . . . .	239
Фесенко Б. И. Зодиакальный свет и видимые величины галактик . . . . .	315
Хасан С. М. (см. Асаад А. С.) . . . . .	31
Хачатрян Б. В. (см. Саакян Г. С.) . . . . .	489
Хачикян Э. Е. (см. Петросян А. Р.) . . . . .	69
Хачикян Э. Е. (см. Егиазарян А. А.) . . . . .	263
Хачикян Э. Е. (см. Есипов В. Ф.) . . . . .	603
Хромов Г. С. (см. Асаад А. С.) . . . . .	31
Хромов Г. С. (см. Владимиров С. Б.) . . . . .	307
Хромов Г. С. (см. Пиллюгин А. С.) . . . . .	665
Чаушьян О. С. (см. Санамян В. А.) . . . . .	283
Чернобай В. А., Андроник В. В. К теории вращения сверхтекучей жидкости в пульсарах с учетом релятивистских эффектов в вихрях . . . . .	123
Чернобай В. А., Бсэзуб О. П. К вопросу о возникновении сверхпроводящей вихревой системы в ядрах пульсаров . . . . .	533
Чубарян Э. В. (см. Саакян Г. С.) . . . . .	489
Шанин Г. И., Шевченко В. С. Спектр V 380 Ori в ближней инфракрасной области . . . . .	191

<i>Шахбазян Р. К.</i> Фотографическая фотометрия компактного скопления компактных галактик № 1 . . . . .	273
<i>Шахбазян Р. К., Амирханян А. С.</i> О морфологии компактных групп компактных галактик . . . . .	455
<i>Шахбазян Ю. Л.</i> (см. <i>Кирьян В. В.</i> ) . . . . .	645
<i>Шевелев Ю. Г.</i> (см. <i>Насельский П. Д.</i> ) . . . . .	679
<i>Швеченко В. С.</i> (см. <i>Шанин Г. И.</i> ) . . . . .	191
<i>Шенаврин В. И.</i> (см. <i>Дорошенко В. Т.</i> ) . . . . .	5
<i>Эрма Э. В.</i> (см. <i>Бессонов О. А.</i> ) . . . . .	161
<i>Юсифов И. М.</i> (см. <i>Гусейнов О. Х.</i> ) . . . . .	351

# ԱՍՏՂԱՖԻԴՐՈՐՉ ԱՏՐՕՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

- СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ В ОБОЛОЧКАХ С АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ. I. *В. П. Гринин* 537
- К РАСЧЕТУ ВСПОМОГАТЕЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА В ОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ . . . . . *В. П. Горелов, В. И. Ильин* 553
- РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В СРЕДЕ С ВЫСОКИМ ЛУЧИСТЫМ ДАВЛЕНИЕМ. I. . . . . *Г. С. Бисковатый-Коган, С. И. Блинные* 563
- ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ ВО ВЛОЖЕННЫХ ДИСКАХ . . . . . *М. Г. Абрамян* 579
- СТРОЕНИЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИФFUЗНЫХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ . . . . . *Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник* 591
- СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 348  
*В. Ф. Есипов, В. Н. Попов, Э. Е. Хачикян* 603
- КОМПАКТНЫЕ ГАЛАКТИКИ В ОКРЕСТНОСТИ СКОПЛЕНИЯ А 193  
*Ф. Бёрмен, А. Т. Каллолян* 613
- НАБЛЮДЕНИЯ РЯДА ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600 . . . . . *В. А. Санамян, Р. А. Кандалян* 623
- КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. IX . *М. Б. Петросян* 631
- ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЛАКТИКИ ПО РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДОРОДА В ЛИНИИ 21 СМ. I. . . . . *В. Г. Берман, Ю. Н. Мишуров* 637
- ФОТОМЕТРИЯ НЕКОТОРЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД В ДИАПАЗОНЕ 1—2.5 МКМ *В. В. Кирьян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Г. М. Товмасын, Ю. Л. Шахбазян* 645
- УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ГРУППЫ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД В ПЕРСЕЕ . . . . . *Р. Х. Оганесян, К. В. Вартамян* 651
- О СООТНОШЕНИИ МЕЖДУ „ЗАНСТРОВСКИМИ“ ТЕМПЕРАТУРАМИ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ И ЭФФЕКТИВНЫМИ ТЕМПЕРАТУРАМИ ЭТИХ ЗВЕЗД  
*А. С. Пилюгин, Н. А. Сахибуллин, Г. С. Хромов* 665
- НЕЛИНЕЙНЫЕ СТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ. II.  
*С. Н. Нуритдинов* 671
- ПЕРВИЧНЫЕ „ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ“ И СПЕКТР ФОНОВОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ . . . . . *П. Д. Насельский, Ю. Г. Шевелев* 679
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
- РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 668 В ИНТЕРВАЛЕ ЧАСТОТ 2.3—14.4 Гц  
*В. А. Санамян, Р. А. Кандалян* 687
- РЕЦЕНЗИИ
- Э. А. ДИБАЙ, С. А. КАПЛАН. „РАЗМЕРНОСТИ И ПОДОБИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН“ . . . . . *В. Г. Горбачук* 691
- ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ . . . . . *В. В. Иванов* 694

## Number 4

The radiative pressure in the spectral lines in envelopes with axial-symmetrical motions. I. The kinematics with the local radiative coupling	<i>V. P. Grinin</i>	537
On calculation of auxilliary functions of transport theory in homogeneous media	<i>V. P. Gorelov, V. I. Ilyin</i>	553
The propagation of waves in the media of high radiation pressure. I. Equations and the case of uniform medium	<i>G. S. Btsnovatyi-Kohan, S. I. Blinnikov</i>	563
The density waves in the inclosed discs . . . . .	<i>M. G. Abrahamian</i>	579
The structure and characteristics of diffuse interstellar clouds	<i>L. N. Arshutkin, I. G. Kolesnik</i>	591
Spectrophotometric study of Seyfert galaxy Markarian 348	<i>V. F. Yestpov, V. N. Popov, E. Y. Khachikian</i>	603
Compact galaxies in vicinity of cluster A 193	<i>F. Borngen, A. T. Kalloghlian</i>	613
Observations of some Markarian galaxies on the radio telescope RATAN-600	<i>V. A. Sanamian, R. A. Kandallian</i>	623
Compact groups of compact galaxies. IX. . . . .	<i>M. B. Petrostian</i>	631
Determination of the galaxy spiral structure parameters from HI at 21 cm. I. Linear theory. Nonresonant region . . . . .	<i>V. G. Berman, Yu N. Mishurov</i>	637
The photometry of some carbon stars at 1–2.5 microns	<i>V. V. Kirtan, Yu. K. Melik-Alaverdian, H. M. Tovmassian, Yu. L. Shahbazian</i>	645
Ultraviolet spectrophotometry of a group of the hot stars in Perseus	<i>R. Ch. Oganessian, K. V. Vartanlian</i>	651
On the relation between Zanstra temperatures of nuclei of planetary nebulae and effective temperatures of these stars	<i>L. S. Pilyugin, N. A. Sakhibullin, G. S. Khromov</i>	665
Non-linear stationary density waves. II. Waves of finite amplitude in a thin star layer . . . . .	<i>S. N. Nuritdtnov</i>	671
Primordial "black holes" and background electromagnetic radiation spectrum	<i>P. D. Nasel'sky, Yu. G. Shevelev</i>	679
NOTES		
Radio emission of the galaxy Markarian 668 at the frequency band 2.3–14.4 GHz . . . . .	<i>V. A. Sanamian, R. A. Kandallian</i>	687
REVIEWES		
E. A. Dibay, S. A. Kaplan „Dimensional and similarity of astrophysical quantities“	<i>V. G. Gorbatsky</i>	691
Letter to the Editor . . . . .	<i>V. V. Ivanov</i>	694

## INDEX OF AUTHORS

<i>Abrahamian M. G.</i> The density waves in the inclosed discs . . . . .	579
<i>Abrahamian M. G., Oganessian R. S.</i> The gravitational stability of the rotating interput disks . . . . .	129
<i>Ambartsumian V. A.</i> The derivation of the frequency-function of stellar flares in a stellar aggregate . . . . .	367
<i>Ambartsumian V. A., Mirzoyan L. V., Snow T. P.</i> P Cygni in far ultraviolet	425
<i>Amirkhanian A. S.</i> (see <i>Shahbazian R. K.</i> ) . . . . .	455
<i>Andronic V. V.</i> (see <i>Chernobay V. A.</i> ) . . . . .	123
<i>Arshutkin L. N., Kolesnik I. G.</i> The structure and characteristics of diffuse interstellar clouds . . . . .	591
<i>Asaad A. S., Hassan S. M., Khromov G. S.</i> Observations of the planetary nebulae NGC 7027 and NGC 7293 at the Kottamia observatory . . .	31
<i>Baier F. W., Tiersh H.</i> Compact groups of compact galaxies. VIII. . . . .	279
<i>Berman V. A., Mishurov Yu. N.</i> Determination of the galaxy spiral structure parameters from HI at 21 cm. I. Linear theory. Nonresonant region . . .	637
<i>Bessonov O. A., Kudryashov A. D., Ergma E. V.</i> On carbon burning products at constant temperature . . . . .	161
<i>Bessub O. P.</i> (see <i>Chernobay V. A.</i> ) . . . . .	533
<i>Bisnovatyi-Kogan G. S., Blinnikov S. I.</i> The propagation of waves in the media of high radiation pressure. I. Equations and the case of uniform medium . . . . .	563
<i>Blinnikov S. I.</i> (see <i>Bisnovatyi-Kogan G. S.</i> ) . . . . .	563
<i>Bogoyavlensky O. I.</i> Self-similar movement of gas in stars . . . . .	501
<i>Börngen F., Kalloghlian A. T.</i> Compact galaxies in vicinity of cluster A 193 . . . . .	613
<i>Chavushian H. S.</i> (see <i>Sanamian V. A.</i> ) . . . . .	283
<i>Chernobay V. A., Andronic V. V.</i> On the theory of superfluid liquid rotation in pulsars taking into account the relativistic effects in vortexes . . .	123
<i>Chernobay V. A., Bessub O. P.</i> On the problem of appearance of superconducting vortex system in the pulsar's nucleus . . . . .	533
<i>Chubarian E. V.</i> (see <i>Sahakian G. S.</i> ) . . . . .	489

<i>Dantlov V. M.</i> On the dynamics of close binaries and single stars in open stellar clusters . . . . .	37
<i>Dickinson D. F.</i> (see <i>Kojoian G.</i> ) . . . . .	447
<i>Dinger A. St. Cl.</i> (see <i>Kojoian G.</i> ) . . . . .	447
<i>Doroshenko V. T., Efimov Yu. S., Rosenbush A. E., Terebizh V. Yu., Shenavrin V. I.</i> The optical and infrared observation of SU Tau . . . . .	5
<i>Efimov Yu. S.</i> (see <i>Doroshenko V. T.</i> ) . . . . .	5
<i>Ergma E. V.</i> (see <i>Bessonov O. A.</i> ) . . . . .	161
<i>Fedorova O. V.</i> On the extension about the sources of energy in the red giants with neutron kernel . . . . .	239
<i>Fessenko B. I.</i> The zodiacal light and the apparent magnitudes of galaxies .	315
<i>Gevorgian M. S.</i> On the transfer problems in an infinite medium . . . .	527
<i>Gorbatsky V. G.</i> The angular momentum loss from the star that is the component of a close binary system and has a rapid rotating core . . . .	215
<i>Gorbatsky V. G.</i> „Dimensional and similarity of astrophysical quantities (Dibay E. A., Kaplan S. A.) Review . . . . .	
<i>Gorelik G. E.</i> Static and near to static semiclosed configurations and cosmological term . . . . .	339
<i>Gorelov V. P., Ilyin V. I.</i> About an approximate calculation of aid functions in radiation transport theory . . . . .	407
<i>Gorelov V. P., Ilyin V. I.</i> On calculation of auxiliary functions of transport theory in homogeneous media . . . . .	553
<i>Grachov S. I.</i> Transfer of resonance radiation in infinite isotropically expanding medium . . . . .	111
<i>Grinin V. P.</i> The transfer of resonance radiation in the moving media with large-scale radiative coupling . . . . .	201
<i>Grinin V. P.</i> The radiative pressure in the spectral lines in envelopes with axial-symmetrical motions. I. The kinematics with the local radiative coupling . . . . .	537
<i>Guseinov O. H., Kasumov F. K., Yusifov I. M.</i> The luminosity function and the spatial density of pulsars . . . . .	351
<i>Harutyunian H. A.</i> (see <i>Nikoghossian A. G.</i> ) . . . . .	393
<i>Hassan S. M.</i> (see <i>Asaad A. S.</i> ) . . . . .	31
<i>Ivanov V. V.</i> . . . . .	697
<i>Ilyin V. I.</i> (see <i>Gorelov V. P.</i> ) . . . . .	407
<i>Ilyin V. I.</i> (see <i>Gorelov V. P.</i> ) . . . . .	553

<i>Kalloghlian A. T.</i> On the ellipticities of galaxies in clusters A 193 and A 2255	467
<i>Kalloghlian A. T.</i> (see <i>Borngen F.</i> )	613
<i>Kandalian R. A.</i> (see <i>Sanamian V. A.</i> )	623
<i>Kandalian R. A.</i> (see <i>Sanamian V. A.</i> )	687
<i>Kasumov F. K.</i> (see <i>Guseinov O. Kh.</i> )	351
<i>Kazartan M. A.</i> (see <i>Yegiazarian A. A.</i> )	263
<i>Khachatryan B. V.</i> (see <i>Sahakian G. S.</i> )	489
<i>Khachikian E. Ye.</i> (see <i>Petrosian A. R.</i> )	69
<i>Khachikian E. Ye.</i> (see <i>Yegiazarian A. A.</i> )	263
<i>Khachtkian E. Ye.</i> (see <i>Yesipov V. F.</i> )	603
<i>Khromov G. S.</i> (see <i>Asaad A. S.</i> )	31
<i>Khromov G. S.</i> (see <i>Vladimirov S. V.</i> )	307
<i>Khromov G. S.</i> (see <i>Pilyugin L. S.</i> )	665
<i>Kirakosian R. M.</i> (see <i>Mingaliev M. G.</i> )	91
<i>Kirtan V. V., Melik-Alaverdian Yu. K., Tovmassian H. M., Shahbazian Yu. L.</i> The photometry of some carbon stars at 1–1.5 microns	145
<i>Klimishin I. A., Gorbatsky V. G.</i> „Cosmic gasodynamics“	361
<i>Kogoshvili N. G.</i> On investigation of homogeneity of galaxy distribution from the morphological catalogue of galaxies	530
<i>Kojotian G., Dickinson D. F., Tovmassian H. M., Dinger A. St. Cl.</i> The radio spectrum of OQ 208-Markarian 668	447
<i>Kolesnik I. G.</i> (see <i>Arshutkin L. N.</i> )	591
<i>Krivdik V. G.</i> The loss of energy of cosmic rays in the expanding areas of gal- axy	357
<i>Kudryashov A. D.</i> (see <i>Bessonov O. A.</i> )	161
<i>Kutuzov S. A., Sergeev V. O.</i> The regularization method by constructing the mass distribution models of galaxies	473
<i>Magakian T. Yu.</i> On some changes in the spectrum of R Mon	524
<i>Malumian V. H.</i> (see <i>Mingaliev M. G.</i> )	91
<i>Melik-Alaverdian Yu. K.</i> The distribution of O–B stars	345
<i>Melik-Alaverdian Yu. K.</i> On formation of elements	515
<i>Melik-Alaverdian Yu. K.</i> (see <i>Vardanian R. A.</i> )	195
<i>Melik-Alaverdian Yu. K.</i> (see <i>Kirtan V. V.</i> )	645
<i>Mingaliev M. G., Pustil'nik S. A., Trushkin S. A., Kirakosian R. M., Malu- mian V. H.</i> Spectra of some variable radio sources according to obser- vations by means of RATAN-600 radiotelescope	91

<i>Mirzoyan L. V.</i> (see <i>Ambartsumian V. A.</i> ) . . . . .	425
<i>Mishurov Yu. N.</i> (see <i>Berman V. G.</i> ) . . . . .	137
<i>Muradian R. M.</i> Origin of magnetic fields and superdense cosmogony . . .	439
<i>Nasel'skiy P. D.</i> The kinetics of hydrogen recombination with low mass primordial black holes . . . . .	145
<i>Nasel'skiy P. D., Shevelev Yu. G.</i> Primordial "black holes" and background electromagnetic radiation spectrum . . . . .	679
<i>Nikoghossian A. G., Haruthyunian H. A.</i> The diffuse reflection of light for arbitrary phase function . . . . .	393
<i>Nuritdinov S. N.</i> Non-linear stationary density waves. I. Waves of finite amplitude in a thin star layer . . . . .	671
<i>Oganessian R. S.</i> (see <i>Abrahamian M. G.</i> ) . . . . .	129
<i>Oganessian R. Ch., Vartanian K. V.</i> Ultraviolet spectrophotometry of a group of the hot stars in Perseus . . . . .	651
<i>Ossipkov L. P.</i> On the behaviour of radial velocity dispersion at outer regions of spherical systems of gravitating bodies . . . . .	99
<i>Ossipkov L. P.</i> On one general expression for the potential of spherical stellar systems . . . . .	225
<i>Ovaktmova N. K.</i> On the question about the sources of energy in the red giants with neutron kernel . . . . .	257
<i>Parsamian E. S., Petrosian V. M.</i> Colorimetry of the cometary nebulæ Parsamian 21 . . . . .	521
<i>Petrosian A. R., Sahakian K. A., Khachikian E. Ye.</i> The UV galaxies with double and multiple nuclei. II. . . . .	69
<i>Petrosian V. M.</i> (see <i>Parsamian E. S.</i> ) . . . . .	521
<i>Petrosian M. B.</i> Compact groups of compact galaxies. IX. . . . .	631
<i>Piktdjian H. V.</i> On the Green's function of a non-coherent, anisotropically scattering plane-parallel slab . . . . .	169
<i>Pilyugin L. S., Sakhbullin N. A., Khromov G. S.</i> On the relation between Zanstra temperatures of nuclei of planetary nebulae and effective temperatures of these stars . . . . .	665
<i>Popov V. N.</i> (see <i>Yesipov V. F.</i> ) . . . . .	603
<i>Pustil'nik S. A.</i> (see <i>Mingaliev M. G.</i> ) . . . . .	91
<i>Rosenbush A. E.</i> (see <i>Doroshenko V. T.</i> ) . . . . .	5
<i>Sahakian G. S., Sarkissian A. V., Khachatryan B. V., Choubartian E. V.</i> The configurations of degenerated masses according to bimetric theory of gravitation . . . . .	489
<i>Sahakian K. A.</i> (see <i>Petrosian A. R.</i> ) . . . . .	69
<i>Sakhbullin N. A.</i> (see <i>Pilyugin L. S.</i> ) . . . . .	665

<i>Salukvadze G. N.</i> The catalogue of Trapezium type multiple systems . . . . .	57
<i>Sanamtan V. A., Kandaltan R. A.</i> Observations of some Markarian galaxies on the radio telescope RATAN-600 . . . . .	687
<i>Sanamtan V. A., Kandaltan R. A.</i> Radio emission of the galaxy Markarian 668 at the frequency band 2.3.—14.4 GHz . . . . .	623
<i>Sanamtan V. A., Venugopal V. R., Chavushian H. S.</i> Observations of radio flares of stars in the region of the Pleiades at 327 mHz . . . . .	283
<i>Sarkisstan A. V., (see Sahaktan G. S.)</i> . . . . .	489
<i>Sergeyev V. O. (see Kutuzov S. A.)</i> . . . . .	473
<i>Shanin G. I., Shevchenko V. S.</i> The spectrum of V 380 Ori in near infrared . . . . .	191
<i>Shahbazian R. K.</i> Photographic photometry of compact cluster of compact galaxies No. 1. . . . .	273
<i>Shahbazian R. K., Amirkhanian A. S.</i> On the morphology of compact groups of compact galaxies . . . . .	455
<i>Shahbaztan Yu. L. (see Kirian V. V.)</i> . . . . .	645
<i>Shenavrin V. I. (see Doroshenko V. T.)</i> . . . . .	5
<i>Shevchenko V. S. (see Shanin G. I.)</i> . . . . .	191
<i>Shevelev Yu. G. (see Nasel'sky P. D.)</i> . . . . .	679
<i>Snow T. P. (see Ambartsumian V. A.)</i> . . . . .	425
<i>Sobolev V. V.</i> The effect of electron scattering on continuous spectrum of a star . . . . .	383
<i>Terebtzh V. Yu. (see Doroshenko V. T.)</i> . . . . .	5
<i>Tierch H. (see Baler F. W.)</i> . . . . .	279
<i>Toumassian G. M. (see Kojoian G.)</i> . . . . .	447
<i>Toumassian G. M. (see Kirian V. V.)</i> . . . . .	645
<i>Trushkin S. A. (see Mtngaliev M. G.)</i> . . . . .	91
<i>Vatner B. V.</i> The kinetics of neutrinos radiation in the hot universe with primordial „black holes“ . . . . .	325
<i>Vardanian R. A., Melik-Alaverdian Yu. K.</i> On the distribution of compact galaxies in compact groups . . . . .	195
<i>Vartanian K. V. (see Oganesyan R. Ch.)</i> . . . . .	651
<i>Venugopal V. S. (see Sanamtan V. A.)</i> . . . . .	283
<i>Vladimirov S. V., Khromov G. S.</i> Microstructures in the planetary nebula NGC 7393. . . . .	307

<i>Yegiazarian A. A., Kazarian M. A., Khachikyan E. Ye.</i> Spectrophotometry and morphology of the galaxies with UV excess. II. Haro 15 . . . . .	263
<i>Yesipov V. F., Popov V. N., Khachikyan E. Ye.</i> Spectrophotometric study of Seyfert galaxy Markarian 348 . . . . .	603
<i>Yusifov I. M.</i> (see <i>Guseinov O. H.</i> ) . . . . .	351
<i>Zaytseva G. V.</i> The variability of the integral light and the H $\alpha$ -emission of the star T Tauri . . . . .	17
<i>Zavarzin Yu. M.</i> The surface brightness of the northern Milky way in the red region . . . . .	293

# CONTENTS

## Number 1

The optical and infrared observations of SU Tau <i>V. T. Doroshenko, Yu. S. Efimov, A. E. Rosenbush, V. Yu. Terebizh, V. I. Shenavrtin</i>	5
The variability of the integral light and the H <sub>2</sub> -emission of the star T Tauri <i>G. V. Zaytseva</i>	17
Observations of the planetary nebulae NGC 7027 and NGC 7293 at the Kottamia observatory <i>A. S. Asaad, S. M. Hassan, G. S. Khromov</i>	31
On the dynamics of close binaries and single stars in open stellar clusters <i>V. M. Dantlov</i>	37
The catalogue of Trapezium type multiple systems The UV galaxies with double and multiple nuclei. II. <i>A. R. Petrosian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikian</i>	57 69
Spectra of some variable radio sources according to observations by mean of RATAN-600 radiotelescope <i>M. G. Mingaliev, S. A. Pustil'nik, S. A. Trushkin, R. M. Kirakosian, V. H. Malumian</i>	91
On the behaviour of radial velocity dispersion at outer regions of spherical systems of gravitating bodies <i>L. P. Ossipkov</i>	99
Transfer of resonance radiation in infinite isotropically expanding medium <i>S. I. Grachov</i>	111
On the theory of superfluid liquid rotation in pulsars taking into account the relativistic effects in vortexes <i>V. A. Chernobay, V. V. Andronc</i>	123
The gravitational stability of the rotating interput disks <i>M. G. Abrahamian, R. S. Oganestan</i>	129
The kinetics of hydrogen recombination with low mass primordial black holes <i>P. D. Nasel'skiy</i>	145
On carbon burning products at constant temperature <i>O. A. Bessonov, A. D. Kudryashov, E. V. Ergma</i>	161
On the Green's function of a non-coherent, anisotropically scattering plane-parallel slab <i>H. V. Pikidjian</i>	169

## NOTES

The spectrum of V 380 Ori in near infrared <i>G. I. Shantn, V. S. Shevchenko</i>	191
---	-----

- On the distribution of compact galaxies in compact groups  
*R. A. Vardanian, Yu. K. Melik-Alaverdian* 195

## Number 2

- The transfer of resonance radiation in the moving media with large-scale radiative coupling . . . . . *V. P. Grinin* 201
- The angular momentum loss from the star that is the component of a close binary system and has a rapid rotating core . . . *V. G. Gorbatsky* 215
- On one general expression for the potential of spherical stellar systems  
*L. P. Ossipkov* 225
- On the extension of the pulsating star atmosphere under the action of periodical shock waves . . . . . *O. V. Fedorova* 239
- On the question about the sources of energy in the red giants with neutron kernel . . . . . *N. K. Ovakimova* 257
- Spectrophotometry and morphology of the galaxies with UV excess. II. Haro 15  
*A. A. Yeghazarian, M. A. Kazarian, E. Ye. Khachikyan* 263
- Photographic photometry of compact cluster of compact galaxies No. 1  
*R. K. Shahbasian* 273
- Compact groups of compact galaxies. VIII . . . *F. W. Baier, H. Tiersch* 279
- Observations of radio flares of stars in the region of the Pleiades at 327 MHz  
*V. A. Sanamyan, V. R. Venugopal, H. S. Chavushian* 283
- The surface brightness of the northern Milky way in the red region  
*Yu. M. Zavarzin* 293
- Microstructures in the planetary nebula NGC 7393  
*S. V. Vladimirov, G. S. Khromov* 307
- The zodiacal light and the apparent magnitudes of galaxies . *B. I. Fessenko* 315
- The kinetics of neutrinos radiation in the hot universe with primordial "black holes" . . . . . *B. V. Vatner* 325
- Static and near to static semiclosed configurations and cosmological term  
*G. E. Gorelik* 339
- The distribution of O—B stars . . . . . *Yu. K. Melik-Alaverdian* 345
- The luminosity function and the spatial density of pulsars  
*O. H. Guseinov, F. K. Kasumov, I. M. Yusifov* 351

## NOTES

- The loss of energy of cosmic rays in the expanding areas of Galaxy  
*V. G. Krivdik* 357

## REVIEWS

- V. G. Gorbatski. "Cosmic gasodynamics" . . . . . *I. A. Klimishin* 361

## Number 3

The derivation of the frequency-function of stellar flares in a stellar aggregate <i>V. A. Ambartsumian</i>	367
The effect of electron scattering on continuous spectrum of a star <i>V. V. Sobolev</i>	383
The diffuse reflection of light for arbitrary phase function <i>A. G. Ntoghossian, H. A. Harutyunian</i>	393
About an approximate calculation of aid functions in radiation transport theory <i>V. V. Gorelov, V. I. Ilyin</i>	407
P Cygni in far ultraviolet <i>V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, T. P. Snow</i>	425
Origin of magnetic fields and superdense cosmogony <i>R. M. Muradian</i>	439
The radio spectrum of OQ 208-Markarian 668 <i>Gabriel Kojotan, D. F. Dickinson, H. M. Tovmassian, Ann St. Clair Dinger</i>	447
On the morphology of compact groups of compact galaxies <i>R. K. Shahbazian, A. S. Amirkhantun</i>	455
On the ellipticities of galaxies in clusters A 193 and A 2255 <i>A. T. Kalloghlian</i>	467
The regularization method by constructing the mass distribution models of galaxies <i>S. A. Kutuzov, V. O. Sergeev</i>	473
The configuration of degenerated masses according to bimetric theory of gravitation <i>G. S. Sahakian, A. V. Sarkisstan, B. V. Khachatryan, E. V. Choubartun</i>	489
Self-similar movements of gas in stars <i>O. I. Bogoyavlensky</i>	501
On formation of elements <i>Yu. K. Melik-Alaverdian</i>	515
NOTES	
Colorimetry of the cometary nebulae Parsamian 21 <i>E. S. Parsamian, V. M. Petrostan</i>	521
On some changes in the spectrum of R Mon <i>T. Yu. Magaktun</i>	524
On the transfer problems in an infinite medium <i>M. S. Gevorgtan</i>	527
On investigation of homogeneity of galaxy distribution from the morphological catalogue of galaxies <i>N. G. Kogoshvili</i>	530
On the problem of appearance of superconducting vortex system in the pulsar's nucleus <i>V. A. Chernobay, O. P. Bessub</i>	533

## Number 4

The radiative pressure in the spectral lines in envelopes with axial-symmetrical motions. I. The kinematics with the local radiative coupling	<i>V. P. Grinin</i>	537
On calculation of auxilliary functions of transport theory in homogeneous media	<i>V. P. Gorelov, V. I. Ilyin</i>	553
The propagation of waves in the media of high radiation pressure. I. Equations and the case of uniform medium	<i>G. S. Btsnovatyi-Kohan, S. I. Blinnikov</i>	563
The density waves in the inclosed discs . . . . .	<i>M. G. Abrahamian</i>	579
The structure and characteristics of diffuse interstellar clouds	<i>L. N. Arshutkin, I. G. Kolesnik</i>	591
Spectrophotometric study of Seyfert galaxy Markarian 348	<i>V. F. Yestpov, V. N. Popov, E. Y. Khachikian</i>	603
Compact galaxies in vicinity of cluster A 193	<i>F. Borngen, A. T. Kalloghlian</i>	613
Observations of some Markarian galaxies on the radio telescope RATAN-600	<i>V. A. Sanamian, R. A. Kandallian</i>	623
Compact groups of compact galaxies. IX. . . . .	<i>M. B. Petrostian</i>	631
Determination of the galaxy spiral structure parameters from HI at 21 cm. I. Linear theory. Nonresonant region . . . . .	<i>V. G. Berman, Yu N. Mishurov</i>	637
The photometry of some carbon stars at 1–2.5 microns	<i>V. V. Kirtan, Yu. K. Melik-Alaverdian, H. M. Tovmassian, Yu. L. Shahbazian</i>	645
Ultraviolet spectrophotometry of a group of the hot stars in Perseus	<i>R. Ch. Oganessian, K. V. Vartanlian</i>	651
On the relation between Zanstra temperatures of nuclei of planetary nebulae and effective temperatures of these stars	<i>L. S. Pilyugin, N. A. Sakhibullin, G. S. Khromov</i>	665
Non-linear stationary density waves. II. Waves of finite amplitude in a thin star layer . . . . .	<i>S. N. Nuritdtnov</i>	671
Primordial "black holes" and background electromagnetic radiation spectrum	<i>P. D. Nasel'sky, Yu. G. Shevelev</i>	679
NOTES		
Radio emission of the galaxy Markarian 668 at the frequency band 2.3–14.4 GHz . . . . .	<i>V. A. Sanamian, R. A. Kandallian</i>	687
REVIEWES		
E. A. Dibay, S. A. Kaplan „Dimensional and similarity of astrophysical quantities“	<i>V. G. Gorbatsky</i>	691
Letter to the Editor . . . . .	<i>V. V. Ivanov</i>	694