UUSQUSPQPЧU АСТРОФИЗИКА

МАЙ. 1978

ВЫПУСК 2

325

339

345

351

357

361

TOM 14

ПЕРЕНОС РЕЗОНАНСНОГО ИЗАУЧЕНИЯ В ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ	
ПРИ НАЛИЧИИ КРУПНОМАСШТАБНОГО РАДИЛЦИОННОГО	
	201
ПОТЕРЯ УГЛОВОГО МОМЕНТА ЗВЕЗДОЙ, ВХОДЯЩЕЙ В ТЕСНУЮ	
ДВОЙНУЮ СИСТЕМУ И ИМЕЮЩЕЙ БЫСТРО ВРАЩАЮЩЕЕСЯ	
	215
ОБ ОДНОМ ОЕЩЕМ ВЫРАЖЕНИИ ДЛЯ ПОТЕНЦИАЛА СФЕРИЧЕСКИХ	
	225
О РАСШИРЕНИИ АТМОСФЕРЫ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ ЭВЕЗДЫ ПОД ДЕЙ-	
	239
К ВОПРОСУ ОБ ИСТОЧНИКАХ ЭНЕРГИИ В КРАСНЫХ ГИГАНТАХ С	
	257
СПЕКТРАЛЬНОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛЛКТИК	
C UV ИЗБЫТКОМ. II. APO 15	
*** *** = *** * * * * * * * * * *	263
ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ФОТОМЕТРИЯ КОМПАКТНОГО СКОПЛЕНИЯ	
КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК № 1 Р. К. Шахбазян 2	273
КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. VIII	
Ф. В. Байер, Г. Тирш 2	279
наблюдения радиовспышек звезд в области звездного	
СКОПЛЕНИЯ ПЛЕЯДЫ НА ЧАСТОТЕ 327 МГЦ	
	283
ПОВЕРХНОСТНАЯ ЯРКОСТЬ СЕВЕРНОГО МЛЕЧНОГО ПУТИ В КРАС-	
	193
МИКРОСТРУКТУРЫ В ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ NGC 7293	
	07
ЗОДИАКАЛЬНЫЙ СВЕТ И ВИДИМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ГАЛАКТИК	
	15
КИНЕТИКА НЕЙТРИННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГОРЯЧЕЙ МОДЕЛИ ВСЕЛЕН-	

EPEBAH

НОЙ С ПЕРВИЧНЫМИ "ЧЕРНЫМИ ДЫРАМИ" Б. В. Вайнер

САРОВ О. Х. Гусейнов, Ф. К. Кисумов, И. М. Юсифов

СТАТИЧЕСКИЕ И БЛИЗКИЕ К СТАТИЧЕСКИМ ПОЛУЗАМКНУТЫЕ КОН-ФИГУРАЦИИ И КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ

К ВОПРОСУ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ О-В ЗВЕЗД Ю. К. Мелик-Алавердян

ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ И ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ПЛОТНОСТЬ ПУЛЬ-

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В РАСШИРЯЮЩИХСЯ ОБЛАСТЯХ ГЛЛАК-

краткие сообщения

РЕЦЕНЗИИ

խմբագրական կոլեգիա

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Ջելդովիչ, 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. Սոբոլև (գլխ. խմբագրի տեղակալ)

Редакционная коллегия

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

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печитает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономин, 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 грэницей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»–ն զիտական հանդես է, ուր ճռատաբակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից։ Հանդեսը տպազբում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և առտագա-ակտիկային աստղազիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնազավառների գծով։

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիբանտների և բարձր կուբ-

սերի ուսանողների համար։

Հանդեսը լույս է տեսնում տաբեկան 4 անգամ, 1 համաբի աբժեքն է 1 ռուբլի, բաժանուդադինը 4 ռուբլի մեկ տաբվա ճամաբ։ Բաժանուղագրվել կաբելի է «Սոյուզպեչատ»–ի բոլու բաժանմունքներում, իսկ աբտասանմանում «Մեժղունաբողնայա կնիզա» գործակալության միչոցով, Մոսկվա, 200։

© Издательство АН Арм. ССР, 1978

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

ВЫПУСК 2

УДК 523.872

ПЕРЕНОС РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ ПРИ НАЛИЧИИ КРУПНОМАСШТАБНОГО РАДИАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В. П. ГРИНИН Поступила 26 декабря 1977

Обнаруженный в [5] новый фактор—крупномасштабный перенос возбуждения в спектральных линиях в движущихся оболочках—исследуется в случае плоских аксиально-симметричных движений. Получены дифференциальный (20) и интегральный (29) критерии, позволяющие по характеру движений в оболочке определить тип радиационного взаимодействия.

На основе предложенной в [5] модификации вероятностного метода В. В. Соболева получено интегральное уравнение для функции источников (30) для условий крупномасштабного радиационного взаимодействия и обсуждается метод его решения.

Введение. Задачи о переносе излучения в спектральных линиях в среде с градиентом скорости занимают одно из центральных мест в проблеме диагностики газа в условиях оболочек звезд, ядер галактик и квазаров. По профилям и интенсивностям линий часто удается «восстановить» кинематику газа в оболочке, определить ход температуры и плотности вещества. Это в свою очередь позволяет оценить такой важный параметр, как темп потери массы объектом (или ее притока — при аккреции), а также сделать определенные заключения относительно механизмов, питающих оболочку веществом.

Обычно при рассмотрении задачи о формировании спектральных линий в движущихся оболочках используется два подхода. В первом из них изменение функции источников с расстоянием предполагается известным (как правило, его задают простым однопараметрическим соотношением). Очевидным недостатком такого подхода является дополнительный параметр в задаче.

Второй, более последовательный путь состоит в решении уравнения переноса излучения. Здесь заданными считаются первичные источники воз-

буждения, которые определяются конкретными условиями возбуждения в рассматриваемой линии, а функция источников находится из интегрального уравнения:

$$S(\vec{r}) = i \int_{V} K(\vec{r}, \vec{r'}) S(\vec{r'}) d\vec{r'} - g(\vec{r}), \qquad (1)$$

где

$$S = \frac{2hv_{ik}^3}{c^2} \left(\frac{n_i g_k}{n_k g_i} - 1\right)^{-1},\tag{2}$$

n, n_k — соответственно населенности нижнего и верхнего уровней рассматриваемого перехода, ℓ — вероятность выживания кванта при однократном рассеянии, g(r) — функция, характеризующая распределение и мощность первичных источников возбуждения в линии, V — объем оболочки.

Такой подход позволяет решить самосогласованную задачу, однако в математическом отношении весьма трудоемок. Основные математические трудности связаны со сложным видом ядра K(r, r'), которое определяется типом рассеяния фотонов, геометрией среды и поля скоростей.

В 1947 г. В В. Соболев [1] предложил мощный асимптотический метод решения подобных задач, основанный на понятии вероятности выхода кванта из среды. Суть его заключается в следующем: при наличии в среде крупномасштабных дифференциальных движений степень возбуждения атомов в какой-либо точке среды определяется радиационным взаимодействием с ее малой окрестностью. Характерный размер этой окрестности определяется полушириной профиля коэффициента поглощения (Δv_D — при доплеровском профиле коэффициента поглощения), а также величи-

ной градиента скорости в данном месте среды |dv/ds|. Очевидно, что радиационный перенос возбуждения от одного элементарного объема среды к другому эффективен до тех пор, пока смещение резонансной частоты атомов из-за эффекта Доплера, возникающего при относительном движении данных объемов, меньше или сравнимо с полушириной профиля коэффициента поглощения. Это сразу же определяет характерный размер указанной окрестности. Например, при доплеровском профиле коэффициента поглощения $L \sim v_s/|dv/ds|$.

Если характерный размер оболочки $r_{\max}\gg L$, то тогда в интегральном члене уравнение (1) можно приближенно принять $S(r')\simeq S(r)$ и вынести последнюю величину за знак интеграла. В результате получится значительно более простое уравнение:

$$S(\vec{r})[1-\lambda+\lambda\beta(\vec{r})]=g(\vec{r}), \qquad (3)$$

в котором величина $\beta(r)$ определяется выражением

$$\beta(\vec{r}) = 1 - \int_{V} K(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{r}'$$
 (4)

и равна вероятности выхода кванта из точки r за пределы оболочки без рассеяний по пути.

Уравнение (3) является фундаментальным уравнением в теории переноса резонансного излучения в движущихся средах и получило широкое применение в астрофизике.

Первоначально этот метод, получивший в дальнейшем название вероятностного метода, был развит применительно к одномерной и плоскопараллельной средам [1, 2]. Впоследствии Кастор [3] и Гринин [4] обобщили его на случаи движущихся оболочек с радиальной и аксиальной симметрией.

Во всех указанных случаях вероятность выхода кванта связана простыми соотношениями с градиентом скорости и длиной свободного пробега кванта в данной точке среды. Например, в оболочках с радиально-симметричными движениями [3]

$$\beta(r) = \int \beta(\mu, r) \frac{d\Omega}{4\pi}, \qquad (5)$$

где

$$\beta(\mu, r) = \tau^{-1}(\mu, r)[1 - e^{-\tau(\mu, r)}], \tag{6}$$

$$\tau(\mu, r) = [l(r) | \psi(\mu, r) |]^{-1}, \tag{7}$$

$$\psi(\mu, r) = \frac{dv}{ds} = \mu^2 \frac{dv}{dr} + (1 - \mu^2) \frac{v}{r}.$$
 (8)

Здесь l(r) — длина свободного пробега кванта, усредненная по профилю линии; $s=r'-r; \ s=|s|, \ \theta$ агс $\cos \mu$ — угол между векторами s и r. Скорость v(r) выражена в единицах тепловой или турбулентной скорости.

Отметим, что β (μ , r) представляет собой вероятность выхода кванта из точки r в направлении θ — $\arccos \mu$ без рассеяний по пути, величина τ (μ , r) — есть эффективная оптическая толщина (взвешенная по профилю линии) в точке r в том же направлении.

Из вышензложенного видно, что по своей физической природе вероятностный метод является асимптотическим методом, основанным на идее локального радиационного взаимодействия в среде. Его точность, очевидно, тем выше, чем больше градиент скорости в оболочке.

1. Оболочки с крупномасштабным радиационным взаимодействием. Как было показано впервые в работе Грачева и Гринина [5], существует обширный класс кинематик, к которым идея локального радиационного взаимодействия неприменима в принципе, даже при наличии значительных граднентов скорости. В таких оболочках функция источников определяется не только локальной окрестностью точки, но также участками оболочки, находящимися на значительном расстоянии от нее. Другими словами, имеет место крупномасштабное радиационное вазимодействие, требующее существенной модификации метода решения уравнения (1).

Независимо, но несколько поэже, аналогичная идея была высказана Хаммером ([6], стр. 296) и реализована недавно в работе Райбики и Хаммера [7].

В работе [5] был указан простой критерий, позволяющий определить тип радиационного взаимодействия в движущихся средах. Он основан на анализе локальной структуры поля скоростей (в сопутствующей системе координат), определяемой соотношением

$$\frac{dv_{+}}{ds} = \psi(\mathbf{p}, r). \tag{9}$$

Если при заданном поле скоростей $\psi(\mu, r)$ представляет собой положительную функцию, т. е., если $\psi(\mu, r) > 0$ при всех значениях $\psi(\mu, r) > 0$ при всех значениях $\psi(\mu, r)$ то в этом случае имеет место локальное радиационное взаимодействие. Если же функция $\psi(\mu, r)$ является знакопеременной, т. е. если уравнение $\psi(\mu, r) = 0$ имеет вещественные решения, то тогда в оболочке осуществляется крупномасштабное радиационное взаимодействие. В последнем случае в оболочке существуют поверхности (s-поверхности по терминологии работы [5]), определяемые уравнением

$$(v(r)\cdot s)=(v(r')s), \qquad (10)$$

лучевые скорости которых относительно точки r равны нулю. Указанные поверхности (точнее говоря, области оболочки, находящиеся в их окрестности) наряду с ближайшей окрестностью точки r могут вносить значительный вклад в функцию источников $S\left(r\right)$.

Примером подобного рода кинематик являются рассмотренные в [5] радиально-симметричные движения с dv/dr < 0 (частным случаем таких движений является радиально-симметричная аккреция: $v(r) \sim r^{-1/2}$). Однако возможны и более сложные ситуации, когда скорость радиальных движений в оболочке меняется немонотонно.

В работе [5] было показано, что, используя основные идеи вероятностного метода В. В. Соболева, интегральное уравнение (1) в случае крупномасштабного радиационного взаимодействия можно преобразовать в значительно более простое интегральное уравнение. При $\lambda \neq 1$ и принятых здесь обозначениях оно имеет вид:

$$S(r)[1-\lambda+i\beta(r)] = \lambda \int_{\Omega_r} k_*(r, r') S(r') \frac{d\Omega}{4\pi l(r')} + g(r), \qquad (11)$$

где

$$k_s(r, r') = \beta(\mu, r) \beta(\mu', r') \psi^{-1}(\mu', r'). \tag{12}$$

Здесь вероятности выхода кванта $\beta(r)$ и $\beta(\mu, r)$ по-прежнему определяются формулами (5)—(8). Интегрирование в (11) происходит внутри телесных углов, под которыми из точки r видны элементы s- поверхности. При этом переменные μ' , μ , r' и r связаны между собой уравнением s-поверхности (10).

Используя эту связь, интегрирование по телесным углам можно заменить интегрированием по r': $dQ = 2\pi \left(d\mu'_i dr' \right) dr'$. С учетом этого уравнение (11) примет вид:

$$S(r)\left[1-\lambda+\lambda\beta\left(r\right)\right]=\lambda\int_{0}^{\infty}k\left(r,\,r'\right)S(r')\,\frac{dr'}{l\left(r'\right)}+g\left(r\right),\tag{13}$$

где

$$k(r, r') = \frac{\beta(\mu, r)\beta(\mu', r')v(r')r'^{2}}{\mu[v^{2}(r)r'^{2} - v^{2}(r')r^{2}]},$$
 (14)

 r_1 и r_2 — соответственно внутренний и внешний радиусы оболочки.

Заметим, что представление ядра (12) в виде (14) было получено недавно в работе Райбики и Хаммера [7].

Уравнение (11) и его модификация (13) представляют собой новый тип интегральных уравнений теории переноса резонансного излучения в движущихся средах и являются обобщением уравнения (3) на случай крупномасштабного радиационного взаимодействия.

Хотя уравнение (11) было получено нами в [5] для случая радиальносимметричных движений, в действительности оно имеет общий характер и применимо во всех ситуациях, в которых 5-поверхность имеет однократное пересечение с вектором 5.

Ниже мы конкретизируем его вид применительно к случаю аксиальносимметричных движений.

2. Крупномасштабное радиационное взаимодействие в оболочках с аксиально-симметричными движениями. Рассмотрим для простоты плоские аксиально-симметричные движения с радиальной v(r) и тангенциальной u(r) компонентами скорости, считая при этом, что диффузия излучения также происходит в этой же плоскости. Согласно [4] в этом случае градиент скорости в сопутствующей системе координат определяется выражением:

$$\psi(\mu, r) = \frac{dv}{ds} = \xi_1 \mu^2 + \frac{v}{r} \pm \xi_2 \mu \sqrt{1 - \mu^2}, \qquad (15)$$

в котором

$$\xi_1 = \frac{dv}{dr} - \frac{v}{r}; \qquad \xi_2 = \frac{du}{dr} - \frac{u}{r}, \tag{16}$$

а вероятность выхода кванта

$$\beta(r) = \int_{0}^{2\pi} \beta(0, r) \frac{d\theta}{2\pi}, \qquad (17)$$

где $\beta(\theta, r)$ по-прежнему определяется соотношениями (6) и (7). Знак "+" в (15) соответствует значениям θ в первом и третьем квадрантах, знак "-" — во втором и четвертом.

В соответствии с общим критерием (10) локальный тип радиационного взаимодействия имеет место, если $\psi\left(\mu,\,r\right)>0$ для всех значений μ и r.

Соответственно крупномасштабное радиационное взаимодействие осуществляется при наличии вещественных корней уравнения.

$$\psi(\mu, r) = \xi_1 \mu^2 + \frac{v}{r} \pm \xi_2 \mu \sqrt{1 - \mu^2} = 0. \tag{18}$$

В отличие от аналогичного уравнения в задачах с радиальной симметрией, уравнение (18) является биквадратным уравнением относительно $\mu = \cos \theta$ и в общем случае имеет четыре корня:

$$\mu_{1-4}^{2} = \frac{\xi_{2}^{2} - 2\frac{v}{r}\,\xi_{1} \pm \xi_{2}\,\sqrt{\xi_{2}^{2} - 4\frac{v}{r}\frac{dv}{dr}}}{2\,(\xi_{1}^{2} + \xi_{2}^{2})}.$$
 (19)

Согласно (19) вещественные корни уравнения (18) получаются при

$$\tilde{\varsigma}_2^2 = \left(\frac{du}{dr} - \frac{u}{r}\right)^2 \geqslant 4 \frac{v}{r} \frac{dv}{dr} \tag{20}$$

Неравенство (20) представляет собой, таким образом, дифференциальную форму критерия существования крупно-масштабного радиационного взаимодействия.

Отметим некоторые типы кинематик, важных с точки зрения приложений, удовлетворяющих критерию (20).

1) Режим дисковой аккреции в тесных двойных системах. В этом случае, как показал В. Г. Горбацкий [8], благодаря наличию турбулентной вязкости элементы газа при падении на звезду движутся по орбитам, близким к кеплеровским: $u(r) = u_0 \left(r/r_* \right)^{-1/2}$ и $v(r) = v_0 \left(r/r_* \right)^{-1/2}$. Обозначая $a = u_0/v_0$, из (19) получаем

$$y_{1-4}^2 = \left(\frac{a^2}{2} + \frac{2}{3} \pm a\right) / \frac{\overline{a^2} + \frac{2}{9}}{\sqrt{1 + a^2}} / (1 + a^2).$$
 (21)

2) Расширение оболочки с постоянной радиальной скоростью при $\cos \rho$ анении углового момента: $u(r) = u_0 \left(r/r_* \right)^{-1}$. Обозначая $\alpha = u_0/v$, из (19) имеем

$$\mu_{1,2}^2 = 1;$$
 $\mu_{3,4}^2 = \frac{r^2}{4a^2r_*^2 + r^2}$
(22)

3) Скорости и и v — постоянны в оболочке. Обозначая по прежнему a = u/v, из (19) для этого случая получаем:

$$\mu_{1,2}^2 = 1; \qquad \mu_{3,4}^2 = \frac{1}{1+a^2}$$
 (23)

Так как функция $\psi(\theta, r)$ дает величину градиента скорости (в сопутствующей системе) в точке r в направлении s, составляющем угол θ с вектором r, то в соответствии с этим корни уравнения (18) — μ_{-p} определяют строение s-поверхностей в окрестности точки r. Точнее говоря, они указывают углы

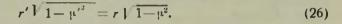
$$\theta_i = \arccos \mu_i$$
 (24)

под которыми з-поверхности пересекают вектор г.

Согласно (11) в условиях аксиальной симметрии последние определяются уравнением

$$v(r) \mu \pm u(r) \sqrt{1-\mu^2} = v(r') \mu' \pm u(r') \sqrt{1-{\mu'}^2}$$
, (25)

в котором µ' исплючается с помощью очевидного соотношения



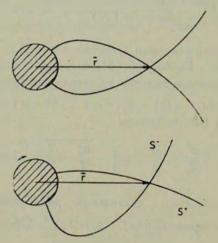


Рис. 1. Примеры в поверхностей; вверху — для случая радиально-симметричной аккреции, внизу — для случая дисковой аккреции с компонентами скорости $u(r) = v(r) = r(r_a)^{\sqrt{1/2}}$. Направление вращения газа указано стрелкой.

Из уравнения ѕ-поверхности (25) находим:

$$\mu(r, r') = \frac{(27)}{\pm \left\{ \frac{A_1^2 A_3^2 - A_1^4 + v'^2 (r'^2 - r^2) (A_2^2 - A_1^2) \pm 2r'^2 v v' A_1 \sqrt{A_1^2 - (r'^2 - r^2) (v'^2 - v^2)}}{A_1^4 + 2A_1^2 A_3^2 + A_2^4} \right\}^{1/2},$$

где

$$A_1 = r'u - ru', \quad A_2^2 = r'^2v^2 - r^2v'^2, \quad A_3^2 = r'^2v^2 + r^2v'^2.$$
 (28)

Вещественные значения и, как это следует из вышеприведенной формулы, получаются при выполнении условия

$$(r'u - ru')^2 \geqslant (r'^2 - r^2)(v'^2 - v^2).$$
 (29)

Неравенство (29) представляет собой более общую интегральную форму критерия существования s-поверхности. При этом неравенство (20) можно получить отсюда, выполняя предельный переход $r' \rightarrow r$.

Формула (27) определяет две ветви s-поверхности — s^+ и s^- (см. рис. 1). Первой из них соответствует знак «+» перед внутренним радикалом, второй — знак «-». При этом внутренним частям s^+ и s^- поверхностей (r' < r) соответствует знак «-» перед внешним радикалом в (27); при r' > r - знак "+".

Учитывая физический смысл величин, входящих в уравнение (12), соответствующее уравнение для S(r) в случае плоских аксиально-симметричных движений можно представить в виде

$$S(r) [1 - \lambda + \lambda \beta(r)] =$$

$$= \lambda \int S(r') \beta(\theta, r) \beta(\theta', r') \psi^{-1}(\theta', r') \frac{d\theta}{2\pi l(r')} + g(r).$$
(30)

Здесь переменные θ' , θ , r' и r связаны между собой соотношениями (26) и (27); вероятности выхода кванта $\beta(r)$ и $\beta(\theta, r)$ определяются формулами (6) и (7).

Интегрирование в (30) происходит в пределах углов $\Delta\theta_i$, под которыми из точки r видны участки s-поверхности. При этом в силу отсутствия симметрии s-поверхностей по отношению к радиусу—вектору r интегрирование в (30) по каждой из них необходимо проводить отдельно.

Выполняя в интегральном члене (30) указанную процедуру, после замены переменных $d^{\theta} = (d^{\theta}/dr') dr'$ получим

$$S(r)[1-\lambda+\lambda\beta(r)] = \frac{1}{2}\int_{0}^{r} k(r, r') S(r') \frac{dr'}{l(r')} + g(r'), \qquad (31)$$

где

$$k(r, r') = \frac{1}{\pi} \sum_{r} k^{-}(r, r'),$$
 (32)

$$k^{\perp}(r, r') = \beta(\theta_{\perp}, r)\beta(\theta_{\perp}, r')\psi^{-1}(\theta_{\perp}, r')\left|\frac{d\theta_{\perp}}{dr'}\right|. \tag{33}$$

Здесь углы $\theta_+(r, r')$ и $\theta_-(r, r')$ определяются формулой (27) соответственно для s^+ и s^- ветвей s-поверхности.

Дифференцируя далее уравнение s-поверхности (25) по r', после несложных преобразований получим:

$$\frac{d\theta_{\pm}}{dr'} = \frac{\psi(\theta'_{\pm}, r')}{\sin\theta_{\pm} \left(v\cos\theta_{\pm} - v'\frac{r^{2}}{r'^{2}}\cos\theta_{\pm}\right) \pm \cos\theta_{\pm}\cos\theta'\left(u - u'\frac{r}{r'}\right)}$$
(34)

С учетом этого ядра $k^{\pm}(r, r')$ принимают вид

$$k^{-}(r, r') = \frac{\beta(\theta_{-}, r)\beta(\theta'_{-}, r')}{\sin \theta \left(v \cos \theta'_{-} - v' \frac{r^{2}}{r'^{2}} \cos \theta_{-}\right) \pm \cos \theta_{-} \cos \theta'_{-} \left(u - u' \frac{r}{r'}\right)}$$
(35)

Уравнение для S(r) в форме (30) или (31) легко решается методом последовательных приближений. При этом в качестве начального приближения следует использовать приближенное решение уравнения (30), которое получается при замене в интегральном члене (30) $S(r') \simeq S(r)$ и имеет вид

$$S_0(r) = g(r)/[1 - \lambda + i\beta_{n\phi\phi}(r)],$$
 (36)

где

$$\beta_{\text{app.}}(r) = \beta(r) - \int_{\Gamma} \beta(\theta, r) \beta(\theta', r') \tau(\theta', r') \frac{d\theta}{2\pi}$$

$$\sum_{i} \Delta \theta_{i}$$
(37)

представляет собой эффективную вероятность выхода кванта из точки r за пределы оболочки. При этом интегральный член в (50) есть вероятность того, что фотон, излученный в точке r внутри углов $\sum_i \Delta \theta_i$, выйдет за

пределы локальной окрестности точки (вероятность этого события равна $\beta(\theta, r)$) и в дальнейшем при пересечении s-поверхности будет поглощен в ней (вероятность этого события равна $\beta(\theta', r')$: (θ', r')).

Если оболочка является оптически толстой в линии: $\tau(\theta, r) \gg 1$, то тогда эффективная вероятность выхода кванта определяется выходом излучения в направлениях, не пересекающих S-поверхности:

$$\beta_{\omega\phi\phi_{i}}(r) = \int_{2\pi - \sum \Delta\theta_{i}}^{2\pi - 1} (\theta, r) \frac{d\theta}{2\pi}.$$
 (38)

Приближенное уравнение (36), как нетрудно видеть, является прямым аналогом уравнения (3) для случая локального радиационного взаимодей-

ствия. Между ними, однако, имеется принципиальное различие, состоящее в том, что переход к уравнению (3) возможен при произвольном g(r). Для этого достаточно, чтобы характерный размер L локальной окрестности точки был много меньше характерного масштаба изменения g(r). Во втором случае приближение (36) обеспечивает достаточную точность при значительно более жестком ограничении на g(r)— она должна меняться медленно на расстояниях, сравнимых с размером самой оболочки.

Как показали расчеты Райбики и Хаммера [7], в случае сферическисимметричных движений при g(r)= const точность приближенного решения (36) не хуже 8%. В тех же случаях, когда g(r) меняется в оболочке достаточно быстро, расхождения между приближением (36) и точным решением уравнения (30) более значительны, и в периферийных частях оболочек $(r\gg r_*)$ могут в некоторых случаях достигать порядка величины Однако и в этих случаях достаточно, по-видимому, всего лишь нескольких итераций для получения на основе приближения (36) достаточно точного решения уравнения (30).

Отметим одно интересное различие между локальным и крупномасштабным радиационным взаимодействием в оптически толстых ($\tau(\mu, r) \gg 1$) оболочках с аксиальной симметрией. В первом случае, как легко показать,

$$\beta(r) = \frac{l(r)}{2} \left(\frac{dv}{dr} + \frac{v}{r} \right)$$
 (39)

т. е. функция источников в оболочке не зависит от градиента скорости, обусловленного тангенциальным компонентом u(r). Во втором случае, как это видно из уравнения (30) и соотношения (38) для β (r), степень возбуждения в оболочке определяется как радиальной, так и тангенциальной компонентами скорости.

2. Вычисление профилей линий. Как было показано в [5], основной особенностью вычисления профилей линий в кинематиках с крупно-масштабным радиационным взаимодействием является необходимость учета двухкратного (а в более общих случаях — многократного) пересечения луча эрения с поверхностями постоянных лучевых скоростей (х-поверхности). Последние в случае аксиально-симметричных движений определяются уравнением

$$\mu v(r) \pm \sqrt{1-\mu^2} u(r) = x, \qquad (40)$$

где x—частота, выраженная в единицах скорости $w(r) = \int u^2(r) + v^2(r)$, φ — косинус угла между вектором r и направлением на наблюдателя.

Уравнение (40) можно переписать в виде

$$w(r)\cos(\theta-z)=x, \tag{41}$$

где

$$z(r) = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{u(r)}{v(r)} \tag{42}$$

Из уравнения (41) видно, что в частном случае $\alpha(r) = \text{const}$, x-поверхности в условиях аксиальной симметрии аналогичны x-поверхностям при радиально-симметричных движениях со скоростью v(r) = w(r) (см. рис. 2). Их единственное отличие от указанного случая состоит в том, что в случае аксиальной симметрии ось симметрии x-поверхностей повернута на угол α по отношению к лучу зрения.

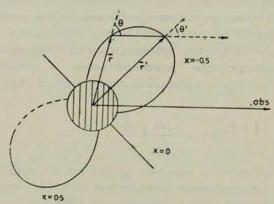


Рис. 2. Пример x-поверхности для случая дисковой аккреции с компонентами скорости $u(r) = v(r) = (r/r_a)^{-1/2}$.

Повторяя ход рассуждений работы [5], можно показать, что интенсивность эмиссионной составляющей профиля линии определяется выражениями

$$I^{e}(x) = I_{1}^{e}(x) + I_{2}^{e}(x),$$
 (43)

$$I_{1}^{e}(x) = d \int_{r_{1}(x)}^{r_{2}(x)} S(r) [1 - e^{-\tau(p_{+}, r)}] dp$$

$$I_{2}^{e}(x) = d \int_{r_{2}(x)}^{r_{2}(x)} S(r) [1 - e^{-\tau(p_{+}, r)}] e^{-\tau(\mu', \pi')} dp,$$
(44)

где d — геометрическая толщина диска,

$$p = r\sqrt{1 - \mu}. (45)$$

Первая из формул (44) учитывает вклад в эмиссию внешних по отношению к наблюдателю частей х-поверхности, вторая — внутренних. В последнем случае луч зрения дважды пересекает х-поверхность — первый раз в точке с координатами μ , r и второй раз в точке с координами μ и r.

Заменяя в (44) dp на (dp/dr)dr и определяя dp/dr из уравнения x-поверхности (40) и (45):

$$\frac{dp}{dr} = \sqrt{\frac{\langle (\mu, r) r \rangle}{w^2(r) - x^2}} \tag{46}$$

получим:

$$\begin{cases} I_1^c(x) = d \int_{r_1(x)}^{r_1(x)} S(r) \, \beta(\mu, r) \, \frac{l^{-1}(r) \, r dr}{\sqrt{w^2(r) - x^2}} \\ I_2^c(x) = d \int_{r_2(k)}^{r_2(x)} S(r) \, \beta(\mu, r) \, e^{-\tau(\mu' + r')} \, \frac{l^{-1}(r) \, r dr}{\sqrt{w^2(r) - x^2}}. \end{cases}$$

$$(47)$$

Пределы интегрирования $r_1(x)\cdots r_4(x)$ в (47) определяются уравнением х-поверхности (40) с учетом деления области интегрирования на области одно- и двухкратного пересечения с лучом зрения, а также с учетом частичного экранирования х-поверхности звездой.

Аналогичным образом можно получить выражения для абсорбционного компонента линии, образующегося при поглощении излучения звезды I_* участками x-поверхности:

$$I^{a}(x) = I_{1}^{a}(x) - I_{2}^{a}(x), \tag{48}$$

где

$$\begin{cases} I_{1}^{a}(x) = I_{*} \left\{ \pi r_{*}^{2} - d \int_{r_{1}(x)}^{r_{2}(x)} \left[1 - e^{-\tau(\mu_{*}, r)} \right] \frac{\psi(\mu_{*}, r) r dr}{\sqrt{w^{2}(r) - x^{2}}} \right\} \\ I_{2}^{a}(x) = I_{*} \left\{ \pi r_{*}^{2} - d \int_{r_{1}(x)}^{r_{2}(x)} \left[1 - e^{-\tau(\mu_{*}, r) - \tau(\mu_{*}, r)} \right] \frac{\psi(\mu_{*}, r) r dr}{\sqrt{w^{2}(r) - x^{2}}} \right\} \end{cases}$$

$$(49)$$

Пределы интегрирования $r_1(x)\cdots r_4(x)$ в (49) определяются из уравнения (40) при $p\leqslant r_*$, а также из условия одно и двухкратного пересечения x-поверхности лучом зрения.

Заметим, что в (49) мы пренебрегли эффектом потемнения звезды от центра к краю диска.

Соотношения (47) и (49) определяют профиль линии в случае, когда угол φ между осью симметрии и лучом зрения составляет 90°. В общем случае, когда $\varphi \not\equiv 90^\circ$, х-поверхности не имеют (в случае плоских движений) двухкратных пересечений с лучом зрения. Кроме того, в соответствии с формулой (21) работы [4] в (47) и (49) необходимо принять во внимание увеличение эффективной оптической толщины $\tau(\mu, r)$, обусловленное уменьшением градиента скорости вдоль луча зрения из-за наклона по отношению к нему плоскости движений.

Выражаю искреннюю благодарность Д. Хаммеру (США) за присылку препринта работы [7], сотрудникам ЛГУ Д. И. Нагирнеру и С. И. Грачеву за ценные замечания.

Крымская астрофизическая обсерватория

THE TRANSFER OF RESONANCE RADIATION IN THE MOVING MEDIA WITH LARGE-SCALE RADIATIVE COUPLING

V. P. GRININ

Discovered in [5] a new factor of the large-scale radiative transfer of excitation in moving media is investigated for the case of the plane axial-symmetrical motions. The differential (20) and integral (29) criteria are obtained, helping to identify the type of the radiative coupling according to the character of the motions in the envelope.

The integral equation for the source function (30) for the conditions of the large-scale radiative coupling is derived on the basis of the modification of Sobolev's escape-probability method suggested in [5]. The method of its solution is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, ЛГУ, Л., 1947.
- 2. В. В. Соболев, Астрон. ж., 34, 694, 1957.
- 3. J. I. Castor, M. N., 149, 111, 1970.
- 4. В. П. Гринин, Изв. Крымской обс., 54, 176, 1976.
- 5. С. И. Грачев, В. П. Гринин, Астрофизика, 11, 20, 1975.
- 6. D. G. Hummer, in "Be and Shell Stars", ed. A. Slettebak, 1976.
- 7. G. B. Rybicki, D. G. Hummer, Ap. J., 219, 654, 1978.
- 8. В. Г. Горбацкий, Космическая газодинамика, Наука, М., 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

ВЫПУСК 2

УДК 523.854

ПОТЕРЯ УГЛОВОГО МОМЕНТА ЗВЕЗДОЙ, ВХОДЯЩЕЙ В ТЕСНУЮ ДВОЙНУЮ СИСТЕМУ И ИМЕЮЩЕЙ БЫСТРО ВРАЩАЮЩЕЕСЯ ЯДРО

В. Г. ГОРБАЦКИЙ Поступила 20 марта 1978

Рассматривается торможение быстро вращающегося ядра компоненты тесной двойной системы. Предполагается наличие турбулентной вязкости в слое, расположенном между ядром и внешней оболочкой, подверженной действию динамических приливов Определены некоторые характеристики турбулентности в этом слое. Предполагается что крутящий момент, действующий на вязкий слой со стороны ядра, уравновешивается моментом, вызванным динамическими приливами. При этом условии определено характерное время потери углового момента вращающимся ядром. Для холодкого спутника в системе типа U Близнецов оно может быть порядка 107 лет и даже больше.

В работе [1] рассмотрена упрощенная модель звезды, входящей в тесную двойную систему и обладающей источником углового момента — быстро вращающимся ядром. Предполагалось, что самые наружные слои звезды — «конвективная зона» — эффективно затормаживаются вследствие динамических приливов и тем самым обеспечивается сток углового момента. При таких условиях было рассчитано распределение углового момента в области, расположенной между ядром и конвективной зоной. Принималось, что эта область находится в состоянии лучистого равновесия, а вязкость в ней обусловлена турбулентностью. В данной работе на основе полученных в [1] результатов оценивается время потери момента быстро вращающимся ядром. Обсуждаются также некоторые свойства турбулентности в вязкой области.

1. Динамическое равновесие вязкой области. Примем, что ядро звезды, имеющее радиус r_0 , вращается твердотельно с угловой скоростью $w_{\rm c}$. Угловой момент ядра — $J_{\rm c}$ и энергия его вращения — $E_{\rm c}$ с течением в ремени уменьшаются, так как в результате действия динамических при-

ливов некоторая доля углового момента J_{ϵ} переходит в орбитальный момент системы J_{ϵ} а энергия вращения в неоднородно вращающейся вязкой области диссипирует. Расстояние между центрамч звезд в системе обозначим через D, массу звезды, содержащей источник углового момента, — \mathfrak{M}_1 и массу другой звезды — \mathfrak{M}_2 . Внешний крутящий момент K_{ϵ} , тормозящий вращение первой звезды, возникает вследствие действия второй звезды на приливные выступы, не коллинеарные, благодаря диссипативным процессам, с центрами компонент системы. В рассматриваемом случае приливные выступы должны уходить вперед на угол по отношению к линии, соединяющей центры компонент, так как на внутренней границе конвективной зоны, в которой эти выступы возникают, действуют вязкие напряжения, обусловленные быстрым вращением ядра. Со стороны ядра действует крутящий момент K_i , приложенный к внутренней границе вязкого слоя. В равновесном состоянии

$$K_e + K_i = 0 ag{1}$$

и «угол опережения» в постоянен.

Приближенное выражение для K_e , при условии, что D велико по сравнению с радиусом звезды R_1 , имеет вид (см. [2])

$$K_e = \frac{3G\mathfrak{M}_e \mathfrak{M}_e \mathcal{R}_1^2}{D^3} \sin 2\delta, \tag{2}$$

где через \mathfrak{M}_t обозначена величина массы, сосредоточенной в приливных выступах. В [2] приводится следующая оценочная формула

$$\mathfrak{M}_{t} \approx \frac{1}{2} k \mathfrak{M}_{1} \left(\frac{R_{1}}{D}\right)^{3}. \tag{3}$$

Здесь множителем k, принимаемым равным постоянной движения линии апсид, учитывается зависимость \mathfrak{M}_t от внутренней структуры звезды. Чем выше степень концентрации вещества к центру звезды, тем меньше масса приливного выступа. Таким образом,

$$K_{\bullet} \approx \frac{3}{2} \frac{G \Re_1^2 R_1^5}{D^6} k \sin 2\delta.$$
 (4)

Выражение (4) становится более удобным для численных оценок, если использовать соотношение

$$D^{3} = \frac{G^{2}}{16\pi^{4}} P_{\text{ep6.}}^{4} (\mathfrak{M}_{1} + \mathfrak{M}_{2})^{2}.$$
 (5)

Подставив (5) в (4), имеем:

$$K \approx \frac{24\pi^4}{G} \left(\frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2}\right)^2 \frac{R_1^5}{P_{\text{op6.}}^4} k \sin 2\delta.$$
 (6)

Величину K_i определяем, считая ядро звезды круговым цилиндром с радиусом основания r_0 и высотой, равной r_0 . Тогда

$$K_i = 2\pi r_0^2 r_0 \left(\frac{dv_y}{dr} - \frac{v_y}{r} \right)_0 r_0, \tag{7}$$

где 7₁₀ — величина коэффициента вязкости в слое газа, прилегающем к ядрор, а индексом «0» обозначены величины для этого же слоя. Так как

$$\left(\frac{dv_{\varphi}}{dr} - \frac{v_{\varphi}}{r}\right)_{0} = r_{0} \left(\frac{dw}{dr}\right)_{0} \equiv aw_{0}, \tag{8}$$

то получаем

$$K_i \approx 2\pi \alpha r_0^3 \gamma_0 \omega_0. \tag{9}$$

Значение a(<0) можно вычислить, например, по результатам [1]. Используя (6) и (9), из (1) находим соотношение

$$r_0^3 \eta_0 \omega_0 \approx -\frac{12 \pi^3}{a G} \left(\frac{\mathfrak{R}_1}{\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2}\right)^2 \frac{R_1^5}{P_{\text{op6.}}^4} k \sin 2\delta.$$
 (10)

Считая 🎉 1, записываем (10) в виде

$$r_0^3 \eta_0 \omega_0 \omega \approx -\frac{A}{2\pi a} k \hat{c}, \qquad (11)$$

где значение

$$A = \frac{24\pi^4}{G} \left(\frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2} \right)^2 \frac{R_1^5}{P_{\text{op6.}}^4}$$
 (12)

определяется по данным наблюдений той или иной двойной системы.

Выражение (11) получено в предположении квазистационарности вязкого слоя. Допустимость такого предположения обсуждается ниже, в разделе 3.

2. Турбулентная вязкость в оболочке. Как и в работе [1], здесь считается, что в слое, находящемся между внешней конвенктивной зоной и быстро вращающимся ядром, имеется турбулентность. Число Рейнольдса в этой области очень велико и турбулентность может развиваться вслед-2—535

ствие напряжений сдвига, возникающих при дифференциальном вращении среды. На возможность такого происхождения турбулентности (т. н. "shear turbulence") указывалось в ряде работ. Так, например, в [3] принято, что среду турбулизуют сдвиговые напряжения, возникающие при движении приливных выступов, тогда как вся звезда считается вращающейся твердотельно. В рассматриваемой модели турбулентность имеет аналогичный характер, но вызывающие ее движения иные. Возникновение турбулентности в вязкой области звезды, по-видимому, сходно с турбулизацией аккре ционных дисков, для которых ее существование косвенно подтверждаетси наблюдениями. Однако пока существование турбулентности в зоне лучистого равновесия является лишь гипотезой. Подтвержение этой гипотезы должно иметь далеко идущие последствия для теории внутреннего строения звезд.

Принимая гипотезу о турбулентности в вязкой области оценим характеристики турбулентности и величину коэффициента турбулентной взякости $v_{\rm турб}$. Пусть Δu — характерный масштаб скорости и l— пространственный масштаб наибольших вихрей, взаимодействие которых главным образом и обуславливает вязкость. Турбулентность должна зависеть от градиента угловой скорости, так как отличие вращения от твердотельного и приводит к ее появлению. За характерную длину естественно принять расстояние точки от ядра — $r-r_0$. Тогда из соображений размерности имеем, с точностью до множителя порядка единицы, равенство

$$\frac{\Delta u}{l} \approx \frac{d\omega}{dr} (r - r_0). \tag{13}$$

При $r-r_0 \gtrsim r_0$ соотношение (12) совпадает с полученным ранее [4] для вращающегося турбулентного диска из условия, что за харакгерное время жизни вихря он не должен существенно размываться дифференциальным вращением.

Будем считать, что диссипация энергии вращения — превращение ее в тепловую энергию — происходит только через посредство турбулентности. Это означает, что сначала за счет энергии вращения возникают турбулентные вихри больших масштабов, а затем в малых вихрях энергия турбулентного движения переходит в тепловую. В единице объема за единицу времени вследствие вязкой диссипации выделяется энергия $\rho \epsilon$, по порядку величины равузя

$$\rho \varepsilon \approx \eta \left(\frac{d\omega}{dr}\right)^2 r^2. \tag{14}$$

Выражение (13) получается из (14) при использовании известного соотношения, определяющего поток энергии $\epsilon_{\text{турб.}}$ через иерархию турбулентных вихрей в стационарном состоянии

$$\varepsilon_{\text{typ6.}} \approx \frac{(\Delta u)^3}{I}$$
(15)

Принимая, что $\varepsilon_{\text{турб}}$ равно значению ε , определяемому формулой (14), имеем:

$$\frac{(\Delta u)^3}{l} \approx \gamma_{\text{typ6}} \cdot \left(\frac{d\omega}{dr}\right)^2 r^2 \tag{16}$$

и так как

$$v_{\rm typ6} \approx \Delta u \cdot l$$
, (17)

то из (16) приходим к условию (13) (для достаточно больших значений r). Таким образом, картина диссипации, в результате турбулентности, вращательной энергии в вязком слое оказывается самосогласованной.

Из многочисленных экспериментов следует, что «турбулентное число Рейнольдса»

$$Re_{\tau y p \delta} = \frac{Vd}{v_{\tau y p \delta}} \tag{18}$$

равно 20—30. Отсюда, полагая $V \approx \omega (r - r_0)$, $d = r - r_0$, имеем

$$y_{\text{typ6.}} \approx 0.64 \, \text{w} \, (r - r_0)^2$$
 (19)

Величина $v_{\text{тур6}}$ слабо зависит от r, так как, согласно [1], при $r-r_0 \gtrsim r_6$ в лучистой оболочке величина $\omega \sim r^{-3/2}$. Кроме того, в лучистой оболочке, как известно [5],

$$\rho \sim T^{13/4}$$

и поэтому

$$\gamma_{\rm ryp6.} = \rho v_{\rm ryp6.} \sim T^3. \tag{20}$$

Следовательно, приближенное значение параметра *т. использованного* в [1] для представления зависимости коэффициента вязкости от расстояния,

$$\eta \sim T^m$$
(21)

равно 3.

Между твердотельно вращающимся ядром и той областью оболочки, где имеет место зависимость (19), существует переходный слой. Толщина этого слоя должна быть относительно небольшой — порядка толщины невырожденной оболочки белого карлика, составляющей несколько процен-

тов его радиуса [6]. Поэтому для величины η_0 , входящей в (11), примем оценочное значение

$$\eta_0 \approx 10^{-5} \rho_0 \omega_0 r_0^2. \tag{22}$$

В следующем разделе при помощи (22) оценивается время, за которое вращающееся ядро теряет свой угловой момент под действием динамических приливов.

3. Скорость торможения асинхронно вращающейся эвезды. Общий угловой момент системы J равен

$$J = J_c + J_r + J_k + J_0 + J_2, \tag{23}$$

где \int_r — момент лучистой оболочки, \int_k — момент конвективной оболочки и \int_2 — момент осевого вращения второй звезды. Поскольку предполагается, что масса ядра превосходит массу оболочки, а величина ω быстро убывает с расстоянием от ядра, то

$$J_k \ll J_c; \quad J_r \ll J_c.$$
 (24)

Значение \int со временем не меняется, а \int_2 , если и зависит от времени, то слабо. Поэтому

$$\frac{dJ_0}{dt} = K_e; \quad \frac{dJ_c}{dt} = K_l. \tag{25}$$

Если момент инерции I_e ядра остается постоянным, то из (25) при посредстве (9) и (22) имеем

$$\frac{d\omega_c}{dt} \approx \frac{10^{-5} \cdot 2\pi \alpha \rho_0 r_0^5 v_0^2}{I_c}.$$
 (26)

Так как в переходном слое угловая скорость уменьшается наружу, то $\omega_c = \alpha \omega_0$, где $\sigma > 1$. Время t_f изменения ω_0 от значения $\omega_0^{(0)}$ до значения $\omega_0^{(1)}$ равно

$$t_{f} \approx \frac{10^{5} \, \alpha I_{c}}{2 \pi a \rho_{0} r_{0}^{5}} \int_{\omega_{0}^{(0)}}^{\omega_{0}^{(1)}} \frac{d\omega_{0}}{\omega_{0}^{2}} \tag{27}$$

Если ядро — однородный шар с плотностью ρ_c , то $I_c = (8\pi/15) \, \rho_c \, r_0^5$. Тогда из (27) при $\omega_0^{(1)} \ll \omega_0^{(0)}$ находим:

$$t_{j} \approx \frac{4}{15} \frac{10^{5} \, \alpha}{|\vec{a}|} \frac{\rho_{c}}{\rho_{0}} \frac{1}{\omega_{0}^{(1)}}$$
 (28)

Выражение для $d\omega_c/dt$, аналогичное (26), получается при рассмотрении скорости вязкой диссипации энергии вращения ядра. Эта скорость находится путем интегрирования величины ρ 2, определяемой из (14), по объему (V) вязкой области

$$\frac{d\left(\frac{1}{2}I_c\omega_c^2\right)}{dt} \approx -\int\limits_{(V)} \eta \left(\frac{d\omega}{dr}\right)^2 r^2 dV. \tag{29}$$

Так, считая объем (V) цилиндрическим с высотой, равной r_0 , из (29) получаем (при учете (22*))

$$\frac{d\omega_e}{dt} \approx \frac{-4\pi \cdot 10^{-5} \omega_0^2 \rho_0 r_0^5 q_2}{a I_e},\tag{30}$$

где

$$q_2 = \int_1^{y_1} x^3 z^m \left(\frac{du}{dx}\right)^2 dx, \tag{31}$$

z, u и x — безразмерные температура, угловая скорость и расстояние соответственно (в единицах $T(r_0)$, ω_0 и r_0), а x_1r_0 — внешний радиус вязкого слоя. Для q_2 и α по данным работы [1] при m=3 и $x_1=10$, $\omega_0=(1/4)\,\omega_K^{}$ ($\omega_K^{}$ — кеплеровская круговая скорость на границе ядра) получается: $q_2\approx 0.3$ и $\alpha\approx -0.4$. Если учесть грубость модели, то можно считать выражения (26) и (30) практически совпадающими.

Применим формулу (28) для численных оценок в двух случаях:

Холодная компонента в тесной двойной системе типа U Близнецов. Из теории вспышек в таких системах следует, что у нее можно ожидать асинхронности вращения и обращения [7]. Вместе с тем, возможно, что эта звезда представляет собой белый карлик, окруженный оболочкой сравнительно малой массы [8].

Из наблюдений известны следующие значения параметров:

 $R_1 \approx 10^{10}~c$ м, $P_{
m op6.} = (2 \div 3) \cdot 10^4~c$ ек, $\mathfrak{M}_1 \approx \mathfrak{M}_2 \approx \mathfrak{M}_\odot$. Из (28), принимая $\omega_0^{(1)} \approx (2\pi/P_{
m op6})$ и полагая |a|=0.4, имеем

$$t_{J} \gtrsim 10^{9} \frac{\rho_{e}}{\rho_{0}}$$

Точное значение величины ρ_0 может быть определено лишь путем расчета модели звезды с плотным ядром. Судя по имеющимся расчетам различных моделей звезд с вырожденными ядрами, отношение $\rho_{\rm c}/\rho_0 \gtrsim 10^5$ и,

соответственно, t, превосходит три миллиона лет. Эта величина не очень сильно отличается от времени жизни системы в стадии U Близнецов ($\approx 10^7$ лет), оцениваемой по численности таких систем [7]. Следовательно, предположение о возможной асинхронности вращения и обращения холодной звезды в системах типа U Близнецов получает подтверждение. Наблюдения динамических приливов в этих системах невозможны, так как из (11) следует, что $k \approx 10^{-6}$ и, значит, $k \approx 10^{-6}$.

Красный гигант в тесной двойной системе. При $\mathfrak{M}_1=\mathfrak{M}_2==[2\mathfrak{M}_{\supset},\ P_{\rm op6}]\approx 10^6$ сек и $D\approx 3\cdot 10^{12}$ см, используя те же предположения об $\mathbb{Z}a$ и $\omega_0^{(1)}$, находим

$$t_J = 3 \cdot 10^{10} \frac{\rho_0}{\rho_0}$$

Величина ρ_c/ρ_0 в этом случае может быть принята по расчетам моделей. Она порядка 10^3-10^4 и время торможения опять составляет несколько миллионов лет. Таким образом в течение долгого времени в системах подобного типа может иметь место асинхронность вращения и обращения.

В заключение сделаем несколько замечаний. При производившихся оценках времени торможения предполагалось квазистационарное вращение оболочки. Время установления такого вращения (t_p) по порядку величины равно времени переноса углового момента через вязкий слой и, следовательно.

$$t_p \approx -\frac{J_r}{|K_i|}$$

Так как $\int_{r} \ll \int_{c}$, то $t_{p} \ll t_{f}$ и этим оправдывается предположение о квазист ационарности вращения оболочки.

По мере торможения ядра орбитальный угловой момент возрастает, а это, при неизменной массе компонент, должно означать увеличение величины D и соответственное возрастание орбитального периода. Указанный эффект при прободившихся грубых оценках во внимание не принимался, но при его учете величина t_j может лишь возрасти. Не исключено, что наблюдающееся у ряда систем систематическое возрастание периода хотя бы частично связано с возрастанием орбитального момента за счет момента вращения ядра.

Делавшееся в [1] предположение о том, что у звезды существует внешняя конвективная зона, не является необходимым. Величина турбулентной вязкости и в лучистой оболочке, продолжающейся до поверхности звезды, может быть достаточно большой, чтобы осуществлялось эффективное торможение вследствие динамических приливов.

Последнее замечание касается возможной неустойчивости в переходном слое между ядром и лучистой оболочкой. Возрастание величины $r-r_0$ приводит к увеличению $\nu_{\rm тур6}$, и, если оно не компенсируется достаточно быстрым уменьшением плотности в переходном слое, то $\nu_{\rm тур6}$, может расти с расстоянием, а это приведет к неустойчивости [1]. В каких формах развивается неустойчивость, без специального исследования сказать нельзя, тем более, что она сочетается с турбулентной неустойчивостью. При $r-r_0 \ge r_0$ не должно возникать неустойчивости.

Ленинградский государственный университет

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

The braking of the rapid rotating core of the component of a close binary system is considered. Turbulent viscosity is assumed existing in the layer between the core and the outer zone of the star exposed to action of dynamical tides. Some characteristics of turbulence in this layer are determined. The torque acting on the viscous layer from the core is taken into balance with the torque caused by dynamical tides. On this assumption the time scale for the angular momentum loss from the rotating core is estimated. In the case of cold component in U Gem type system it may be of the order of 10⁷ years and even more.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. Г. Горбацкий, Астрофизика, 13, 485, 1977.
- 2. M. Lecar, J. Wheeler, C. F. McKee, Ap. J., 205, 556, 1976.
- 3. W. P. Press. P. J. Wiita, L. L. Smarr, Ap. J., 202, L135, 1975.
- 4. В. Г. Горбацкий, Тр. АО ЛГУ, XXII, 16, 1965.
- 5. С. Чандрасскар, Введение в учение о строении звезд. ИЛ, М., 1950.
- 6. Л. Местел, Теория белых карликов, в сб. «Внутреннее строение звезд», Мир, М., 1970.
- 7. В. Г. Горбацкий, Новоподобные и новые звезды, Наука, М., 1973.
- 8. В. Г. Горбац кий, Astrophys. Space Sci., 33, 325, 1975.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

ВЫПУСК 2

УДК 523.854.3

ОБ ОДНОМ ОБЩЕМ ВЫРАЖЕНИИ ДЛЯ ПОТЕНЦИАЛА СФЕРИЧЕСКИХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

л. п. осипков

Поступила 18 июля 1977

Исследуется распределение вещества в сферических системах с потенциалом $\Phi = \Phi_0 \alpha \left[(\alpha-1) + \omega \left(r \right) \right]^{-1}$, $\omega^2 \left(r \right) = 1 + \alpha \left(r / r_0 \right)^2$, $\alpha = \alpha \left[2 \left(1 - \lambda \right) + 2 \lambda \right] / 4$, где α , λ — структурные, а Φ_0 , r_0 — масштабные параметры. Частными случаями таких систем являются обобщенно изохронные модели, а также сферические модели Кузмина— Маласидзе. Изучено влияние параметров на ход плотности и потенциала. При $\alpha = 1$ радиус системы бесконечен. Для различных α приведены значения для массы, потенциальной энергии и вириальной дисперсии скоростей. Доказано, что при $\alpha = 1$ модели с данным потенциалом и сферическим распределением скоростей устойчивы.

1. Введение. К настоящему времени построено довольно много моделей распределения вещества в сферических системах, а также произведено детальное сравнение с наблюдательными данными для сферических скоплений звезд и галактик (см. обзор [1]). К сожалению, большинство таких моделей не обладает необходимой гибкостью и, будучи применимыми к одним конкретным системам оказываются непригодными для описания других объектов, даже того же структурного уровня.

Одно из самых общих выражений для гравитационного потенциала $\Phi(r)$ сферических систем рассматривал Γ . Γ . Кузмин с соавторами [2—5]. При подходящем выборе единиц оно имеет вид

$$\Phi(r) = \alpha \left[\beta + w(r)\right]^{-1}, \qquad (1)$$

где

$$w(r) = (l + \nu r^2)^{1/2}, (2)$$

причем α , β , l — структурные параметры, а $\nu = \kappa(\alpha)$ — некоторая функ-

ция. Наиболее подробно Г. Г. Кузмин и Ю.-И. К. Велтманн [2, 3] исследуют случай

$$\beta = \alpha - 1, \quad l = 1, \quad x = \alpha^2. \tag{3}$$

Частным случаем этой модели при $\alpha=1$ является известная сферическая модель Шустера—Пламмера (см., например, [1, 6]). Другим крайним случаем является сильно концентрированная модель $\alpha=\infty$, названная в [2, 4] «предельной». Из промежуточных случаев наиболее интересна изохроиная модель Энона [7], получающаяся при $\alpha=2$. Модели типа (1)—(3) предлагается в [2, 3] называть «обобщенно изохронными». В [2, 4] проводится сравнение с данными электрофотометрии для нескольких шаровых скоплений, а в заметке [3] описаны некоторые соответствующие фазовые модели.

В обстоятельном исследовании [5] Г. Г. Кузмин и Г. А. Маласидзе изучают весьма общее выражение для потенциала в экваториальной плоскости звездных систем. Для нахождения же пространственного потенциала в [5] использована модель неоднородного сфероида. В качестве предельного случая рассмотрена и сферическая система. Потенциал последней также имеет вид (1), (2), но, в отличие от (3),

$$\beta = \alpha - 1, l = 1, z = \alpha (\alpha + 2).$$
 (4)

Частными случаями такой модели являются не только модели Шустера и Энона (как для потенциала (1)—(3)), но и, так называемая, сферическая модель Идлиса [8] — Мазотти [9], получающаяся в пределе $\alpha \to 0$. Потенциал последней совпадает (с точностью до аддитивной константы) с известным потенциалом Паренаго для экваториальной плоскости Галактики (см. [6, 8]).

В данной работе изучается более общее двухпараметрическое выражение для графитационного потенциала сферической системы. Частными случаями модели являются как потенциал Кузмина—Маласидзе (1). (2), (4), так и обобщенно изохронная модель (1)—(3). Укажем также, что исследуемая модель является предельным случаем еще более общего аналитического выражения, найденного С. А. Кутузовым и автором [10, 11] и охватывающего системы различной сплюснутости.

2. Описание модели. Рассмотрим системы с потенциалом

$$\Phi(r) = \Phi_0 \alpha [(\alpha - 1) + w(r)]^{-1}, \qquad (5)$$

где

$$w^{2}(r) = 1 + z(r/r_{0})^{2},$$
 (6)

$$x = \alpha \left[\alpha \left(1 - \lambda \right) + 2\lambda \right] 4. \tag{7}$$

Здесь r — расстояние от центра, $\Phi_0 = \Phi(0)$ — потенциал центра, а r_0 — некоторый характерный радиус модели. Параметр α является структурным параметром, определяющим степень концентрации вещества. Что же касается параметра α , то фактически он играет роль масштабного коэффициента. Поэтому уместным было бы положить α = 1. Но для сравнения с упомянутыми выше несферическими моделями оказалось более удобным принять для α выражение (7) и считать новым независимым параметром α . Соотношение (7) полезно еще и тем, что позволяет рассматривать в рамках единой модели и интересные предельные случаи α = 0 и α = α .

Сравнение (7) с (3), (4) показывает, что при $\alpha \neq 2$ обобщенно изохронные модели получаются, если

$$\lambda = 3\alpha/(2-\alpha),$$

а модели Кузмина-Маласидзе - когда

$$\lambda = (8 + 3\alpha)/(2 - \alpha).$$

В случае $\alpha=2$ зависимость от λ выпадает в (7) и оказывается, что $\kappa=1$; в модели же (3) получаем, что если $\alpha=2$, то $\kappa=4$, а в модели (4) — $\kappa=8$. Все эти модели сводятся одна к другой масштабным преобразованием.

Установим интервал изменения параметра 7. Из (5), (6) следует, что

$$d\Phi/dr = -\Phi_0 r_0^{-1} \alpha x (r/r_0) w(r)^{-1} [(\alpha - 1) + w(r)]^{-2}$$
 (8)

Естественно потребовать, чтобы потенциал монотонно убывал с расстоянием. Из (8) следует, что наша модель обладает этим свойством тогда и только тогда, когда $\alpha x > 0$. Подстановка (7) дает, что $\alpha + \lambda (2 - \alpha) > 0$. Отсюда окончательно находим:

$$\lambda>-\alpha/(2-\alpha)$$
 при $\alpha<2$, $\lambda<\alpha/(\alpha-2)$ при $\alpha>2$, λ произвольно при $\alpha=2$.

Если ограничиться положительными значениями α и исключить предельные случаи $\alpha=0$ и $\alpha=\infty$, то для простоты можно считать, что всегда $\lambda\in[0,\ 1]^*.$

^{*} При $\alpha = 0$ недопустимо значение $\lambda = 0$, а при $\alpha = \infty$ недьзя подагать $\lambda = 1$ (см. (14), (16)).

3. Некоторые свойства моделей. Из (3), (4) получаем (как и в [3, 5]) следующее выражение для плотности:

$$y(r) = y_0 \alpha x [2\beta w^2(r) + 3w(r) + \beta] [\beta + w(r)]^{-1} w^{-3}(r), \qquad (9).$$

где (как и в (3)) $\beta = \alpha - 1$, а

$$v_0 = (4\pi G)^{-1} \Phi_0 r_0^{-2}$$

(С — гравитационная константа). Тогда плотность в центре

$$v(0) = 3v_0 x/\alpha = (3/4) v_0 [\alpha(1-\lambda) + 2\lambda]/\alpha.$$
 (10)

Отсюда следует, что при $\alpha \in (0, 2)$ с увеличением λ плотность в центре возрастает, а при $\alpha \in (2, \infty)$ — уменьшается. Из (10) находим также, что при $\lambda > 0$ центральная плотность уменьшается с увеличечием $|\alpha|$.

Приравнивая плотность (9) нулю, находим (как и в [5]) w граничное

$$w_* = (3 + \sqrt{9 - 8\beta^2})/(-4\beta).$$
 (11)

Решение, имеющее физический смысл, существует при $\alpha \in [\alpha_*, 1)$, где

$$\alpha_* = 1 - 3/\sqrt{8} \simeq -0.0607.$$

а, является естественной нижней границей для з. Радиус системы

$$r_* = \left[(w_*^2 - 1)/\kappa \right]^{1/2} r_0. \tag{12}$$

Результаты вычисления r_*/r_0 по формулам (11), (12) для различных значений α , λ приведены на рис. 1. Видно, что при малых α , λ зависимость r_* от λ сравнительно сильная. Любопытно, что при увеличении α радиус системы сначала уменьшается. Затем r_* довольно быстро возрастает, причем зависимость этой величины от λ ослабляется.

Следуя Г. М. Идлису [8], при $r > r_*$ следует положить плотность равной нулю, а к потенциалу (5) добавить аддитивную константу C (2). Легко найти, что

$$C(\alpha) = -\Phi_0 \alpha (1 + \beta w^*) (\beta + w_*)^{-2} w_*^{-1} > 0.$$

Если же ¬ ≥ 1, размеры системы бесконечны. Из (9) получаем асимптотический закон убывания плотности:

$$v(r) = \begin{cases} 2v_0 \alpha \beta x^{-1} (r/r_0)^{-4}, & \alpha > 1 \\ 3v_0 x^{-3/2} (r/r_0)^{-5}, & \alpha = 1. \end{cases}$$

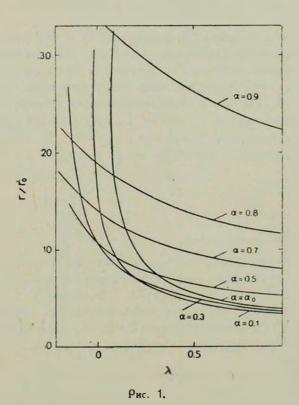
С помощью (8) находим, что масса, заключенная внутри сферы раднуса r,

$$M(r) = M_0 \alpha x (r/r_0)^3 [\beta + w(r)]^{-2} w^{-1}(r), \qquad (13)$$

где

$$M_0 = 4\pi v_0 r_0^3 = G^{-1} \Phi_0 r_0.$$

Отсюда следует конечность полной массы системы.



В заключение этого раздела выпишем потенциал и плотность для двух крайних случаев. Если $\alpha=0$, то

$$\Phi(r) = \Phi_0 \left[1 + (\lambda/2) \left(r/r_0 \right)^2 \right]^{-1}. \tag{14}$$

В отличие от общего случая (9) здесь роль масштабного коэффициента играет параметр λ (а не обращающийся в нуль параметр λ). Плотность для этой модели (см. [8])

$$v(r) = v_0 \lambda \left[3 - (\lambda/2) \cdot (r/r_0)^2 \right] \left[1 + (\lambda/2) \cdot (r/r_0)^2 \right]^{-3}. \tag{15}$$

Если же $\alpha = \infty$, то потенциал

$$\Phi(r) = \Phi_0 \left[1 + \sqrt{(1 - \kappa)/4} \, r/r_0 \right]^{-1}, \tag{16}$$

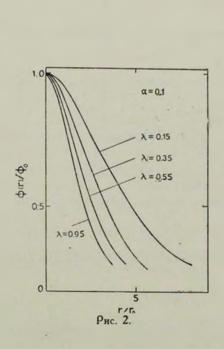
а плотность [2]

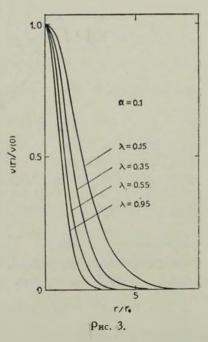
$$v(r) = v_0 (1 - \lambda)^{1/2} \left[1 + \left[(1 - \lambda)/4 \ r/r_0 \right]^{-3} (r/r_0)^{-1} \right]. \tag{17}$$

Такая модель характеризуется значительной концентрацией вещества Плотность в центре, как видно из (17), становится бесконечной.

4. Результаты расчетов. По формулам (5) и (9) были произведены расчеты потенциала (1)(r) и плотности (r) для ряда значений параметров α , λ . Кратко опишем некоторые из полученных при этом результатов.

На случае $\alpha=0$ не будем здесь останавливаться; см. монографию Г. М. Идлиса [8]. На рис. 2, 3 представлены ход потенциала и плотности для $\alpha=0.1$. Рассмотрены только $r< r_*$. Видно, что увеличение λ приводит к более быстрому убыванию как $\Phi(r)$, так и $\nu(r)$. Примерно таковы же плотность и потенциал и при $\alpha=\alpha_*$.

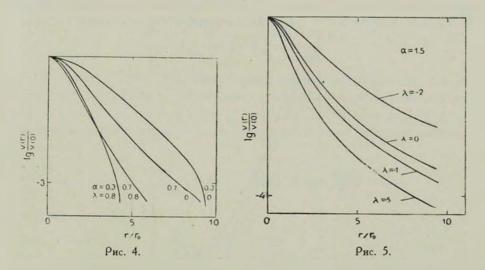




Вблизи центра качественных различий в ходе кривых для различных значений параметров нет (исключая большие значения ... Для выявления же влияния параметров в периферийных областях более удобным оказа-

лось рассмотреть $\lg [v(r)/v(0)]$. На рис. 4 изображены графики этой функции для $\alpha=0.3$ и $\alpha=0.7$ для различных λ .

Эти графики показывают, что с увеличением k ядра систем становятся более выраженными, а внешние части — более протяженными. Заметно-кроме того, что при увеличении $^\alpha$ влияние параметра k на ход кривых уменьшается (если $^\alpha$ < 2).



Для иллюстрации последнего утверждения приведем рис. 5 (плотность при $\alpha=1.5$), на котором построены кривые, отвечающие более широкому интервалу [—2, 5] значений λ . Интервалу [0, 1] соответствует на этом рисунке полоска значительно более узкая, чем, например, при $\alpha=0.3$ (рис. 4). Напомним, что при $\alpha=2$ все подобные кривые сливаются в одну. Когда же $\alpha>2$, различным значениям λ вновь отвечает большее разнообразие кривых.

На рис. 6 построены графики плотности, соответствующие различным α при фиксированном значении $\lambda=0.5$. Можно заметить, что у систем с большими значениями α происходит более резкий переход от ядра к короне с малой, сравнительно медленно меняющейся плотностью.

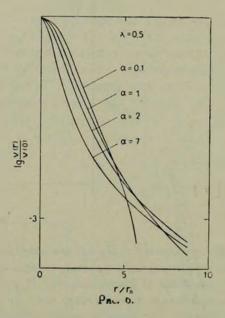
Если динамическую эволюцию изолированных скоплений описывать моделями данного класса (5)—(7), то кажется правдоподобным, что более старые скопления будут характеризоваться большими значениями α .

5. Гросс-параметры модели. Следуя С. А. Кутузову и Я. Эйнасто [12], под гросс-параметрами модели будем понимать интегральные характеристики системы как целого. Важнейшими из них являются масса и потенциальная энергия системы.

Выражение для полной массы $\mathfrak{M}=M(r_*)$ получаем с помощью (13). В случае $\alpha\in[1,\infty)$ (размеры системы бесконечны) находим, что

$$\mathfrak{M}=M_0 x x^{-1/2}.$$

Эта же формула справедлива и при $\alpha < 1$, но тогда в $\mathfrak M$ будет включаться отрицательная масса, получающаяся экстраполяцией выражения для плотности (9) для $r > r_*$. В таблице приведены значения $\mathfrak M/M_0$ для различных α . Для определенности было принято h=0.5.



Что же касается потенциальной энергии U, то для ее вычисления, как известно, служит следующая формула (см. [6, 13])*:

$$-U = \frac{1}{2} \frac{G \Re^2}{r_*} + G \int_0^{r_*} \frac{M^2(r)}{r^2} dr.$$

Обычно ее приводят к виду

$$-U=\frac{1}{2}\int_{0}^{\infty}\Phi\left(r\right) dM\left(r\right) ,$$

[•] При выводе этой формулы предполагается, что $\lim_{r\to 0} M^2(r)/r = 0$ — условие, которое обычно не отмечается и которое не выполнено, например, для моделей с точечным ядром.

молчаливо предполагая, что $\lim_{r\to 0} \Phi(r) M(r) = 0$. Последняя формула удобна в тех случаях, когда $\Phi = \Phi(M(r))$ оказывается сравнительно простой функцией. Для нашей же модели, напротив, проще известной функцией считать $M = M(\Phi)$, а Φ рассматривать как новую независимую переменную вместо r. В таком случае выражение для потенциальной энергии полезно записать в следующей форме:

$$- U = \frac{1}{2} \frac{G \Re^2}{r_*} - \frac{1}{2} \int_0^{r_*} M(r) d\Phi(r).$$
 (18)

Подставим (13) в (18). Полученные интегралы выражаются через элементарные функции, но весьма громоздким образом, к тому же различным для значений $\alpha=0$, $\alpha\in(0,1)$, $\alpha=1$. $\alpha\in(1,2)$, $\alpha=2$, $\alpha\in(2,\infty)$. Поэтому приведем здесь U только для важнейших частных случаев. Если $\alpha=0$, то

$$U = -U_0 \left\{ \frac{27}{64} \lambda \left(\hbar/6 \right)^{12} + \lambda \left(2/\hbar \right)^{3/2} \left[\pi/6 - 9 \sqrt{3}/64 \right] \right\}$$

В случае Шустера z=1

$$U = -U_0 \frac{3\pi}{32 x^{1/2}}$$

что совпадает с выражением, найденным А. Поведой [14] (см. также [15]). Для изохронной модели

$$U = -U_0 \frac{3\pi - 8}{3x^{1/2}},$$

наконец, в случае с = ∞

$$U = -U_0 (1-i)^{-1/2}/3.$$

Здесь

$$U_0 = G^{-1} \Phi_0^2 r_0.$$

В таблице приведены значения $\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_0$ для различных α и $\lambda=0.5$. Там же дается средняя вириальная дисперсия скоростей

$$\sigma^2 = -U/\mathfrak{M}$$
.

Видно, что обе эти характеристики довольно слабо зависят от значений структурного параметра α . Интересно, что увеличение α (т. е. повышение

концентрации вещества) не приводит к возрастанию $\|U\|$. Для ориентировочных оценок по порядку величины можно положить

$$\mathfrak{M} \simeq 2.5 \, M_0$$
, $- \mathrm{U} \simeq 0.5 \, \mathrm{U}_0$, $\sigma^2 \simeq 0.2 \, \Phi_0$.

 $Ta6 \lambda uya$ 1 БЕЗРАЗМЕРНЫЕ МЛССА \mathfrak{M}/M_{o} , ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ U/U_{o} И СРЕДНЯЯ ДИСПЕРСИЯ СКОРОСТЕЙ $5^{2}/\Phi_{o}$ ИССЛЕДУЕМЫХ МОДЕЛЕЙ ДЛЯ РЛЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ СТРУКТУРНОГО ПАРАМЕТРА КОНЦЕНТРАЦИИ 2 (ПАРАМЕТР $\lambda=0.5$)

a	\mathfrak{M}/M_0	−U/U₀	₂ 2/Φ ₀
0	1.84 (0)	0.689	0.374
0.1	1.70 (0.62)	0.687	0.403
0.2	1.62 (0.85)	0.646	0.398
0.3	1.57 (1.02)	0.614	0.390
0.5	1.53 (1.26)	0.565	0.370
0.7	1.53 (1.44)	0.527	0.344
0.1	1.63	0.481	0,295
.5	1.85	0.477	0.258
0.0	2.00	0.475	0.237
1.0	2.31	0.472	0.205
5.0	2.45	0.472	0.193
0.0	2.58	0.472	0.183
5.0	2.65	0.471	0.177
0.0	2.70	0.471	0.175
∞	2.83	0.471	0.166

^{*} В скобках указана масса, соответствующая экстраполяции модели на область отрицательных значений плотности.

^{6.} Устойчивость моделей со сферическим распределением скоростей. После того, как распределение вещества в наших моделях с потенциалом (5) детально изучено, можно приступить к нахождению соответствующих фазовых моделей. Методика построения фазовых моделей сферических систем с заданным законом плотности детально разработана, см. обзор [1]. В частности, для любого а можно найти модель со сферическим распределением скоростей. Соответствующая фазовая плотность, вообще говоря, выражается через гипергеометрические функции. Приводить здесь формулы для нее не будем.

Встает вопрос, какие из моделей нашего класса, с различными значениями параметра концентрации а и различными распределениями скоростей могут реплизовываться в действительности. Первый шаг к пониманию этого может дать исследование устойчивости наших моделей. Проверим достаточное условие устойчивости, полученное В. А. Антоновым [16] для сферических систем со сферическим распределением скоростей. Это условие имеет вид

$$d^3y_I^Id\Phi^3\geqslant 0.$$

Введем новую независимую переменную $u=\alpha-\beta\,\Phi/\Phi_0$, очевидно, $u\in[1,\,\alpha]$ (в вырожденном случае $\beta=0$ получаем модель Шустера, устойчивость которой известна). Введем функцию

$$g(u) = v(r(u))/v_0.$$

Преобразуя (9), находим:

$$g(u) = \frac{\alpha x}{\frac{92}{3}(\alpha \beta)^2} |2(\alpha - 2)u^3 + (1 + 16\alpha - 8\alpha^2)u^2 - 4\alpha(1 + 6\alpha - 3\alpha^2)u + 2\alpha^2(1 + 4\alpha - 2\alpha^2) + 2\alpha^3(\alpha - 1)^2u^{-1} + 3\alpha^4u^{-2} + \alpha^5u^{-3}|.$$

Тогда

$$g'''(u) = \frac{\alpha x}{\beta^2 (\alpha \beta)^2} \left[12 (\alpha - 2) - 12 x^3 (\alpha - 1)^2 u^{-4} + 72 x^4 u^{-5} - 60 x^5 u^{-6} \right].$$

Исследуем знак этого выражения. Введем полином

$$P_6(u) = (\alpha - 2) u^6 - \alpha^3 (\alpha - 1)^2 u^2 + 6\alpha^4 u - 5\alpha^5$$

Поскольку $u^6 \leqslant u^2 \alpha^4$, то

$$P_8(u) \leq -\alpha^3 (u^2 - 6\alpha u + 5\alpha^2).$$

Исследуя корни мажорирующего полинома, легко заключить, что $P_{\rm e}\left(u\right)\leqslant0$, т. е. $g^{\prime\prime\prime}\leqslant0$, что означает устойчивость для всех значений структурного параметра концентрации $\alpha>1$.

· Представим теперь, что бесстолкновительную эволюцию сферических систем можно в некотором приближении описать как изменение структурных и масштабных параметров нашей модели. В каком направлении происходит такая эволюция и не прекращается ли она по достижении некоторого значения «? Этот вопрос в принципе можно исследовать с помощью введенного В. А. Антоновым [17] понятия квазиэнтропии (см. также [18]).

 Π од квазиэнтропией $K[\Psi]$ В. А. Антонов понимает функционал

$$K = \int \int P(\Psi) d^3r d^3v,$$

тде $P(\Psi)$ — произвольная выпуклая функция фазовой плотности $\Psi(r,v)$. Легко показать, что в результате перемешивания (т. е. при бесстолкновительной эволюции) квазионтропия может только увеличиться. Поотому если существует хоть одна такая выпуклая функция $P(\Psi)$ что при данном изменении параметров функционал K убывает, то эволюция в отом направлении оказывается невозможной.

Нетрудно убедиться, что для произвольной сферической системы K достигает экстремального значения, если распределение скоростей становится (сферическим, $\Psi = \Psi \left(E \right)$ (E — интеграл энергии), и $P'' \left(\Psi \right) = 1/\Psi' \left(E \right)$. Тогда направление эволюции определяется знаком второй вариации K.

Вычисления по этой схеме, однако, оказываются технически слишком сложными и пока не привели автора к определенным заключениям. По их завершении поянится возможность говорить о физической выделенности моделей исследованного семейства. В результате мы, быть может, приблизимся к пониманию того, почему в природе осуществляется лишь небольшая часть из возможных стационарных моделей.

Ленинградский государственный университет

ON ONE GENERAL EXPRESSION FOR THE POTENTIAL OF SPHERICAL STELLAR SYSTEMS

L. P. OSSIPKOV

The matter distribution in spherical systems with the potential

$$\Phi = \Phi_0 \alpha \left[(\alpha - 1) + w(r) \right]^{-1}, \quad w^2(r) = 1 + \kappa (r/r_0)^2,$$

$$\kappa = \alpha \left[\alpha (1 - \lambda) + 2\lambda \right] / 4$$

is studied. Here α , λ are structure parameters of the models and Φ_0 , r_0 are scale ones. Generalized isochronic models are special cases of such systems as well as Kuzmin—Malasidze's spherical models. The influence of parameters on the density and potential run is investigated. If $\alpha \gg 1$, the size of the system is infinite. The values of the mass, the potential energy and the virial velocity dispersion are given for various α . It is proved that the models with such potential and spherical velocity distribution are stable for $\alpha \gg 1$.

ЛИТЕРАТУРА

- 1, Ю.-И. К. Велтманн, сб. «Итоги науки. Астрономия, 1966. Кинематика и динамика звездных систем», ВИНИТИ, М., 1968, стр. 5.
- 2. Г. Г. Кузмин, Ю.-И. К. Велтманн, Публ. Тартуской обс., 40, 261, 1973.
- 3. Г. Г. Кузмин, Ю.-И. К. Велтминн, сб. «Динамика галактик и эвездных скоплений», Наука, Алма-Ата, 1973, стр. 82.
- 4. Г. Г. Кузмин и др., сб. «Динамика галактик и звездных скоплений», Наука, Алма-Ата, 1973, стр. 13.
- 5. Г. Г. Кузмин. Г. А. Маласидзе, Публ. Тартуской обс., 38, 181, 1969.
- 6. К. Ф. Огородчиков, Динамика звездных систем, Физматгиз, М., 1958.
- 7. M. Hénon, Ann. Astrophys., 22, 126, 1959.
- 8. Г. М. Идлис, Гр. АФИ АН КазССР, 1, 1961.
- 9. A. Masotti, Contr. Oss. Astron. Milano-Merate, No. 83, 1956.
- С. А. Кутузов, Л. П. Осипков, сб. «Всесоюзная конференция по плазменной астрофизике», Наука, М., 1976, стр. 22.
- 11. С. А. Кутузов, Л. П. Осипков, Астрон. цирк., № 921, 5, 1976.
- 12. С. А. Кутузов. Я. Эйнасто, Публ. Тартуской обс., 36, 341, 1967.
- 13. С. Чандрасекар, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950, гл. III, § 2.
- 14. A. Poveda, Bol. Obs. Tonantzintla, No. 17, 8, 1958.
- 15. Е. М. Нежинский, Л. П. Осипков, Астрон. ж., 46, 680, 1969.
- 16. В. А. Антонов. Вестн. ЛГУ, № 19, 96, 1962.
- В. А. Антонов, Приложение вариационного метода к звездной динамике и некоторым другим проблемам, Диссертация, ЛГУ, 1963.
- В. А. Антонов, С. Н. Нуритдинов, Л. П. Осипков, сб. «Динамика галактик и эвеэдных скоплений», Наука, Алма-Ата, 1973, стр. 55.

АКЛАЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

ВЫПУСК 2

УДК 523.841.3

О РАСШИРЕНИИ АТМОСФЕРЫ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН

О. В. ФЕДОРОВА

Поступила 26 сентября 1977 Пересмотрена 16 января 1978

Решена самосогласованная задача о расширении атмосферы пульсирующей звезды под действием периодических ударных волн при различных предположениях относительно скорости высвечивания газа за фронтом. Атмосфера расширена тем сильнее, чем больше начальная скорость ударной волны и чем медленнее высвечивается газ. В случае отсутствия градиента давления за фронтом ударной волны характерная шкала распределения плотности превышает шкалу высот статической атмосферы на порядок для долгопериодических переменных и на два порядка— для переменных типа КВ Ляры.

1. Введение. Важной и до сих пор мало разработанной частью теории атмосфер звезд является учет динамических эффектов, существенных для многих типов переменных. В частности, хорошо известно, что в атмосферах пульсирующих переменных различных типов присутствуют сильные периодические ударные волны. Эти волны должны в значительной степени определять структуру атмосферы звезды. Исследование строения атмосферы в этом случае имеет большое значение для ряда задач, например, для проблемы потери массы и образования околозвездных оболочек у переменных поздних спектральных классов. В данной работе делается попытка на основе приближенной модели получить распределение плотности в атмосфере звезды, устанавливающееся под действием периодических ударных волн.

Наиболее полным решением задачи явился бы расчет, прослеживающий изменение строения атмосферы звезды от некоторого произвольного пачального состояния при заданном периоде движения ударных волн до выхода на установившийся режим после большого числа периодов. По этому пути пошел Уитни [1], который рассчитывал динамическую модель атмосферы звезды типа W Девы. Задача решалась им в сильно упрощенной формулировке, были прослежены только три периода и конечное со-

стояние не было достигнуто. Влияние периодических ударных волн в этой работе характеризовалось увеличением средней по периоду шкалы высот в атмосфере по сравнению со шкалой высот в отсутствие ударных воли. Недавно Хилл [2] рассчитал процесс образования ударных волн в атмосфере звезды типа RR Лиры под действием поршия, находящегося в глубине атмосферы и движущегося по синусоидальному закону. Было также прослежено несколько периодов. Один из выводов этой работы состоит в том, что динамическая атмосфера сильно расширена по сравнению со статической. Оценка ее протяженности дана для одного из моментов расчета. Но для холодных пвезд такой путь решения задачи требует громоздких вычислений и учета большого числа процессов, происходящих за фронтом ударной волны. Поэтому для качественной оценки влияния ударных волн полезно рассмотреть простую аналитическую модель, как это сделал И. А. Климишин [3]. Основной результат [3] заключается в том, что атмосфера звезды будет расширена не только в среднем по периоду, как это отмечено в [1], но и исходное положение любого элемента газа непосредственно перед фронтом волны будет сильно отличаться от его положения в статической атмосфере. В настоящей работе, так же, как и в [3], изучается зависимость плотности газа перед фронтом идущей в атмосфере звезды ударной волны от координаты фронта. При этом задача должна быть самосогласованной — не только распределение плотности в атмосфере зависит от движения ударных волн, но и скорость волны, в свою очередь, определяется законом падения плотности. Решение в [3], основанное на теории диссипации ударных волн, строго говоря, не является самосогласованным, так как распределение плотности найдено в предположении постоянства скорости ударной волны. В настоящей работе сделана попытка другим методом решить самосогласованную задачу.

- 2. Основные предположения модели. Рассмотрим основные упрощающие предположения модели.
- а) Будем считать, что физическое состояние, координата и скорость данного элемента газа точно восстанавливаются через заданный период прохождения ударных волн. В реальных условиях на внешней границе атмосферы возможен выброс вещества, достигшего скорости, большей чем параболическая, но задача о потере массы звездой под действием периодических ударных волн представляет собой самостоятельную проблему и здесь не затрагивается.
- 6) Будем считать, что нам известен закон падения давления в лагранжевом элементе газа. Далее будут использованы два способа задания этого закона. Первый способ: будем предполагать, что за фронтом волны выполнено условие:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0,\tag{1}$$

то есть давление в данном элементе газа в любой момент равно давлению на фронте. Такое условие часто используется при решении различного рода задач, например, в [4].

Второй способ: будем предполагать, что давление в лагранжевом элементе газа задано как функция времени, которая в момент прохождения газа через фрокт волны имеет значение p_2 , а через период Π , когда через элемент проходит следующая волна, становится равной P_1 — давлению, которое газ имел перед фронтом предыдущей волны.

- в) Если не предполагать выполнения условия (1), то задачу можно решить аналитически только для плоской атмосферы с постоянным ускорением силы тяжести. При условии (1) решение удается получить также и для сферически-симметричной атмосферы, в которой ускорение силы тяжести обратно пропорционально квадрату расстояния от центра звезды.
- г) Элемент газа, прошедший через фронт, движется вверх с начальной скоростью $u_{\rm e}$. (Все скорости в задаче рассматриваются в неподвижной системе координат, связанной с центром звезды). Через период газ должен возвратиться в исходную точку. Скорость его перед прохождением через фронт следующей волны обозначим $u_{\rm l}$. Для решения задачи необходимо задать $u_{\rm l}$, например, в зависимости от $u_{\rm l}$. Мы рассмотрим три типа соотнешения между $u_{\rm l}$ и $u_{\rm l}$. Первый из них:

$$u_1 = -u_2. \tag{2}$$

Если выполнено условие (1), то газ после прохождения через фронт волны движется только под действием гравитации. Тогда u_1 и u_2 должны быть связаны соотношением (2). Но (2) можно использовать и в случае, если движение газа за фронтом определяется также и градиентом давления. Наряду с (2) будет использовано соотношение:

$$u_2 = u_1 = \text{const.} \tag{3}$$

Такое соотношение приближенно выполнялось в расчетах Хилла [2]. Можно рассмотреть и предельный случай — остановку газа перед фронтом волны: $u_1=0$.

д) Состояние элемента газа перед фронтом волны определяется двумя переменными: p_1 и p_1 . Решение самосогласованной задачи дает возможность определить только одну из них в функции координаты фронта, поэтому примем, что p_1 и p_1 связаны политропной зависимостью: p_1 = const p_1^k .

Будем выделять «изотермический» случай, когда температура перед фронтом одинакова вдоль атмосферы. Действительное поведение температуры может быть выяснено только расчетом распространения по атмосфере ударной волны при подробном учете высвечивания.

- 3. Решение задачи при условии отсутствия градиента давления за фронтом ударной волны.
- а) Атмосфсра с постоянным ускорением силы тяжести. Будем предполагать, что выполнено условие (1) и что температура перед фронтом волны одинакова по атмосфере. В силу (1) газ движется только под действием гравитации, и скорости u_1 и u_2 связаны соотношением (2). За время П элемент газа поднимается и падает обратно при постоянном g_1 откуда следует

$$u_2 = \frac{g\Pi}{2} \cdot \tag{4}$$

Далее, система законов сохранения на фронте ударной волны записывается в виде:

$$\rho_{1}(D-u_{1}) = \rho_{2}(D-u_{2}),$$

$$p_{1} + \rho_{1}(D-u_{1})^{2} = p_{2} + \rho_{2}(D-u_{2})^{2},$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_{1}}{\rho_{1}} + \frac{(D-u_{1})^{2}}{2} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_{2}}{\rho_{2}} + \frac{(D-u_{2})^{2}}{2},$$
(5)

где D — скорость фронта ударной волны. Здесь мы для простоты предположили, что состояние ионизации газа при переходе через фронт не изменяется и нет быстрого высвечивания газа непосредственно за фронтом. Случай быстрого высвечивания будет приближенно рассмотрен в дальнейшем. Из уравнений (5) при учете (2) можно получить соотношение

$$\frac{\gamma p_1}{p_1} = (D + u_0) (D - \gamma u_0). \tag{6}$$

Обозначим скорость звука, соответствующую температуре перед фронтом T_1 , через с и подставим в (6) u_2 из (4). Получаем

$$\left(\frac{D}{c} + \frac{g\Pi}{2c}\right)\left(\frac{D}{c} - \gamma \frac{g\Pi}{2c}\right) = 1. \tag{7}$$

При заданной безразмерной комбинации постоянных $g\Pi/c$ из этого соотношения мы находим безразмерную скорость фронта D/c. Таким обра-

зом, принятые нами предположения соответствуют частной ситуации: волна движется с постоянной скоростью, имеющей вполне определенное значение, зависящее от периода Π и характеристик атмосферы g и c.

Найдем теперь распределение плотности перед фронтом волны $\rho_1(r)$. Из (5) следует:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{D + \gamma u_2}{D - \gamma u_2}.\tag{8}$$

Рассмотрим две последовательно идущие друг за другом ударные волны. Они разделены расстоянием $D\Pi$. Так как, согласно предположению, давление за фронтом волны постоянно, то давление за фронтом идущей впереди волны равно давлению перед фронтом последующей, то есть

$$p_1(r) = p_2(r + D\Pi).$$
 (9)

Учитывая (8) и (4), получаем уравнение для определения зависимости $p_1(r)$.

$$p_1(r) = \frac{D + \gamma \frac{g\Pi}{2}}{D - \gamma \frac{g\Pi}{2}} p_1(r + D\Pi). \tag{10}$$

Значения функций p_1 и p_1 связаны через уравнение состояния идеального газа. Согласно предположению, температура T_1 постоянна вдоль атмосферы. Возможными изменениями с расстоянием молекулярного веса газа перед фронтом для простоты пренебрегаем. Тогда и для функции $p_1(r)$ выполняется соотношение, аналогичное (10):

$$\rho_1(r) = \frac{D + \gamma \frac{g\Pi}{2}}{D - \gamma \frac{g\Pi}{2}} \rho_1(r + D\Pi). \tag{11}$$

Так как скорость фронта D, согласно (7), постоянна, следовательно, коэффициент в правой части (11) и величина $D\Pi$ не зависят от расстояния, и решение уравнения (11) имеет вид:

$$-\frac{r-r_0}{D\Pi} \ln \frac{D+\gamma \frac{g\Pi}{2}}{D-\gamma \frac{g\Pi}{2}}$$

$$\rho_1(r) = \rho_1(r_0) e \qquad (12)$$

Полученная формула дает закон падения плотности с точки зрения наблюдателя, движущегося с фронтом волны. Найти распределение плот-

ности в атмосфере в заданный момент при заданном расположении фронтов воли можно, используя уравнение неразрывности, так как поле скоростей известно. В точках перед фронтами плотность определяется из (12).

Сравним полученное распределение с распределением плотности в статической изотермической атмосфере, которое представляет собой экспоненту со шкалой высот $H_{\rm o}$, равной $c^2/\gamma g$. Отношение характерной высоты $H_{\rm II3}$ формулы (12) к $H_{\rm o}$ равно

$$\frac{\mathcal{H}}{H_0} = \frac{D}{c} + \frac{g\Pi}{c} \left(\ln \frac{\frac{D}{c} + \gamma \frac{g\Pi}{2c}}{\frac{D}{c} - \gamma \frac{g\Pi}{2c}} \right)^{-1}, \tag{13}$$

D|c определяется уравнением (7). Таким образом, отношение характерных высот также является функцией безразмерной величины $g\Pi/c$.

Применим полученные формулы к долгопериодическим переменным. Характерные значения постоянных для них следующие: $g \sim 0.1~cm/ce\kappa^2$, $\Pi \sim 3 \cdot 10^7~ce\kappa$, $c \sim 5 \cdot 10^5~cm/ce\kappa$. Тогда $g\Pi/c = 6$. Из (7) и (13) получаем D/c = 5.12, $H/H_0 = 11.6$ и при $H_0 \sim 1.5 \cdot 10^{12}~cm$ $H \sim 1.7 \cdot 10^{13}~cm$. Характерный размер атмосферы, расширенной периодическими ударными волнами, получается на порядок большим, чем в статическом случае и сравним с радиусом этих звезд. Атмосфере звезды типа RR Лиры, рассмотренной в [2], соответствует $g\Pi/c = 20$, что дает D/c = 16.7, $H/H_0 = 82$. По оценке в [2], в один из моментов атмосфера в расчетах была расширена по сравнению со статической в 20 раз, что по порядку величины близко к полученному здесь результату, при всей грубости исходных предположений в отношении высвечивания за фронтом.

Очевидно, что периодически распространяющиеся по атмосфере звезды ударные волны — мощный фактор, расширяющий атмосферу. Но если бы все слои атмосферы начинали и заканчивали движение одновременно, то в конце периода атмосфера возвращалась бы к своему статическому состоянию и была бы расширена только в среднем по периоду. Тот факт, что и перед фронтом волны газ занимает положение, отличное от статического, объясняется неодновременностью действия ударной волны на разные слои атмосферы.

6) Сферичсски-симметричная атмосфера. Только в предположении, что за фронтом волны $\partial p/\partial r=0$, удается решить задачу в сферическом случае, то есть при учете переменности g. Уменьшение g с расстоянием от центра звезды существенно для долгопериодических переменных, так как характерный размер атмосферы у них порядка радиуса звезды.

3адача решается аналогично только что рассмотренной, но скорость элемента газа после прохождения через фронт ударной волны u_2 теперь

зависит от координаты фронта r. Зависимость $u_2(r)$ находится численно из условия, что газ в сферически-симметричном поле тяжести возвращается в исходную точку за время Π . Скорость фронта волны D(r), как и ранее, определяется из уравнения (6). Для того чтобы найти распределение плотности $\rho_1(r)$, введем функцию $r_{\phi}(r)$, определяющую координату предыдущего ударного фронта в момент, когда последующий фронт проходит через точку r. Величину r_{ϕ} находим численно, зная D(r). У равнение для $\rho_1(r)$ записывается аналогично (11) с той разницей, что все величины в правой части теперь являются функциями $r_{\phi}(r)$:

$$\rho_1(r) = \frac{D(r_{\phi}) + \eta u_1(r_{\phi})}{D(r_{\phi}) - \gamma u_2(r_{\phi})} \rho_1(r_{\phi}). \tag{14}$$

 $\mathfrak{Z}_{\mathtt{1424M}}$ некотороз значение координаты фронта $r_{\mathtt{1}}$. Зная функцию $r_{\Phi}(r)$, из (14) находим отношение плотностей $g_1(r_2)/g_1(r_1)$, где $r_{\Phi}=r_{\Phi}(r_1)$. Аналогично для $r_{\mathtt{J}}=r_{\mathtt{d}}\left(r_{\mathtt{2}}\right)$ можно найти отношение $ho_{\mathtt{1}}\left(r_{\mathtt{3}}\right)/\!\!\!/\rho_{\mathtt{1}}\left(r_{\mathtt{2}}\right)$ и, учитывая предыдущий результат, отношение $\rho_1(r_1)/\rho_1(r_1)$. Повторив процедуру несколько раз, получаем значения относительной плотности перед фронтом $\rho_1(r_i)/\rho_1(r_1)$ для последовательности точек r_i , таких, что $r_{i+1} = r_{\phi}(r_i)$. Уже по результатам этих вычислений можно судить о характере зависимости р, (г). Уточнить вид функции р, (r) можно, например, следующим образом. Сделаем такие расчеты для нескольких последовательностей с различными значениями начальной координаты г. Результаты вычислений для последовательности, начинающейся на нижней границе слоя r_0 , нанесем на график, по оси абсцисс которого отложена координата фронта г, а по оси ординат $-\lg[\varrho_1(r)/\varrho_1(r_0)]$. Для любой другой последовательности сдвиг соответствующей ей серии точек вдоль оси ординат неизвестен, и сначала мы располагаем эту серию на графике с произвольным сдвигом. Потом, передвигая вдоль оси ординат серии точек для разных последовательностей, добиваемся того, чтобы все эти точки легли на одну плавную кривую.

При решении задачи необходимо задать следующие параметры звезды: П, T_1 , r_0 , M. Значения П, T_1 и r_0 примем соответственно $3 \cdot 10^7$ сек, 2500 K, $4 \cdot 10^{13}$ см. Массы долгопериодических переменных в настоящее время известны с очень низкой точностью. В большинстве случаев при расчетах, следуя [5, 6], принимают $M = (1 \div 2) M_{\odot}$, однако возможно, что ближе к действительности значения $M = (2 \div 3) M_{\odot}$ [7]. Здесь мы примем $M = 1.5 M_{\odot}$. На рис. 1 показана полученная описанным способом зависимость ρ_1 (r). Для сравнения приведены распределение плотности в статической сферической атмосфере с температурой T_1 и распределение, полученное при неизмен-

ном g, равном $g(r_0)$. Основное следствие учета переменности g — быстрое уменьшение скорости волны и, соответственно, более быстрое падение плотности перед фронтом.

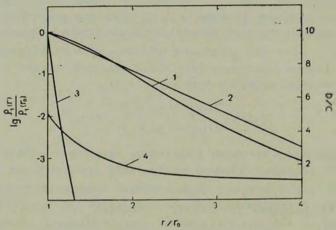


Рис. 1. 1— относительная плотность перед фронтом с учетом переменности g, 2— то же при постоянном g, 3— относительная плотность в статической сферической атмосфере, 4— скорость ударной волны при переменном g. Шкала для скорости дана справа.

4. Решение задачи при произвольной начальной скорости ударной волны. Условие отсутствия градиента давления за фронтом ударной волны соответствует определенному значению скорости ударной волны. Здесь мы решим задачу методом, позволяющим произвольно задавать начальную скорость волны. Будем считать, что нам известен закон изменения со временем давления в лагранжевом элементе газа за фронтом. Для простоты предполагаем, что этот закон верен для всего слоя атмосферы, по которому распространяются ударные волны.

Для описания изменения давления в элементе газа за фронтом естественно брать достаточно простые функции, которые принимают значение p_2 в момент прохождения через фронт t_0 и значение p_1 при $t=t_0+\Pi$. Критерием при отборе допустимых предположений служило условие:

$$\frac{dp_2(r)}{dr} < 0, \tag{15}$$

где r — координата фронта волны. Условие (15) выражает естественное физическое требование — так как ударная волна теряет энергию, приводя газ в движение и нагревая его, давление на ее фронте может только уменьшаться.

Простейшим является линейный закон, использованный в работе [3]:

$$p(t) = p_1 + (p_2 - p_1) \frac{t - t_0}{\Pi}, \qquad (16)$$

но оказалось, что критерию (15) он не удовлетворяет. Примем экспоненциальный закон:

$$p(t) = p_2 e^{-\left(\ln \frac{p_2}{p_1}\right)\frac{t-t_0}{\Pi}}.$$
 (17)

Закон (17) предполагает гораздо более быстрое уменьшение давления, чем (16). Характерное время падения давления по закону (17) составляет $\Pi/\ln{(p_2/p_1)}$. При расчетах значение p_2/p_1 , как правило, лежало в интервале $10^2 \div 10^3$, поэтому характерное время примерно на порядок меньше периода Π . Основная причина уменьшения давления в лагранжевом элементе газа за фронтом — высвечивание газа, нагретого ударной волной. Закон (17) лучше всего описывает условия в атмосферах долгопериодических переменных, где времена высвечивания достаточно велики—порядка 10^7 сек [8], а значение Π составляет 10^7 — 10^8 сек. Ниже будет рассматриваться случай еще более быстрого высвечивания. Задача решается для плоской атмосферы с постоянным ускорением силы тяжести.

а) Решение задачи для случая $u_1 = -u_1$.

Рассмотрим сначала случай, когда скорости газа перед фронтом и за фронтом волны связаны соотношением (2). Уравнение движения лагранжева элемента газа имеет вид:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial m} - g,\tag{18}$$

т — лагранжева координата — масса газа в столбе с единичным сечением. Продифференцируем (17) по массе.

$$\frac{\partial p}{\partial m} = e^{-\left(\ln\frac{p_2}{p_1}\right)\frac{t-t_0}{\Pi}} \left[\frac{dp_2}{dm} \left(1 - \frac{t-t_0}{\Pi} \right) + \frac{dp_1}{dm} \frac{p_2}{p_1} \frac{t-t_0}{\Pi} + \left(\ln\frac{p_2}{p_1} \right) \frac{1}{\Pi} \frac{dt_0}{dm} \right].$$
(19)

Разность давлений в соседних лагранжевых элементах газа за фронтом волны определяется разностью давлений в них в момент прохождения через фронт, разностью скоростей изменения давления и, наконец, различием моментов прохождения через фронт, откуда в (19) и появляется производная dlodm.

За время dto через фронт протекает масса dm,

$$dm = \rho_1 (D - u_1) dt_0, \qquad (20)$$

отсюда

$$\frac{dt_0}{dm} = \frac{1}{\rho_1 \left(D - u_1 \right)} \tag{21}$$

Величины p_1 и p_2 являются функциями только координаты, и производные dp_1/dm и dp_2/dm в (19) от времени не зависят. Поэтому, интегрируя уравнение (18) после подстановки в него (19) с учетом (21), получим скоростирлемента газа за фронтом в функции времени — u(t), а повторное интегрирование даст r(t). Затем полученные функции подставляем в условия периодичности изменения состояния газа. Для того, чтобы элемент газа от состояния p_2 , p_2 , u_2 вернулся к состоянию p_1 , p_1 , p_2 , p_3 , p_4 , p_4 , p_5 , p_4 , p_4 , p_4 , p_5 , p_4 , p_4 , p_5 , p_4 , p_4 , p_5 , p_4 , p_5 , p_4 , p_5 , p_6 , p_6 , p_7 , p_8 , p_9

$$p(t_0 + \Pi) = p_1$$

 $u(t_0 + \Pi) = u_1$ (22)
 $r(t_0 + \Pi) = r(t_0).$

Первое из (22) уже учтено в формуле (17). Подставив в оставшиеся условия функции u(t) и r(t), получим два уравнения, содержащие производные dp_1/dm и dp_2/dm . Мы приведем только окончательный результат выкладок. Из этих уравнений получаем:

$$\Pi \frac{d(p_{2}-p_{1})}{dm} = -\gamma \frac{\ln q}{q} \left(x+y+\frac{u_{2}-u_{1}}{s}\right)$$

$$\Pi \frac{dp_{1}}{dm} = -\ln q \left(sx-\frac{y}{q}+u_{2}-u_{1}\right),$$
(23)

где обозначено

$$x = \frac{(u_2 - u_1 - g\Pi) \left[\frac{2s}{(\ln q)^2} + \frac{s - 2}{\ln q} \right] - \left(u_2 - \frac{g\Pi}{2} \right) \left(1 - s - \frac{s}{\ln q} \right)}{1 - s - \frac{s^2}{(\ln q)^2}},$$

$$y = \frac{\left(1 - \frac{s}{\ln q} \right) (u_2 - u_1 - g\Pi) - s \left(u_2 - \frac{g\Pi}{2} \right)}{1 - s - \frac{s^2}{(\ln q)^2}}.$$

Перейдем от производных по m к производным по координате фронта r. Связь элементов времени и массы дается формулой (20), и так как $dr = Ddt_0$, получим

$$\frac{d}{dr} = \frac{\varrho_1(D - u_1)}{D} \frac{d}{dm} \tag{24}$$

Записанная в производных по r система (23) содержит шесть неизвестных функций: $u_1(r)$, $u_2(r)$, $p_1(r)$, $p_2(r)$, $p_1(r)$, D(r). Два соотношения между ними следует из законов сохранения на фронте ударной волны (5). Кроме того, существуют зависимости между u_1 и u_2 и между p_1 и p_1 . При учете этих четырех соотношений система (23) становится полной. Нас интересуют функции D(r) и $p_1(r)$. Запишем дифференциальные уравнения для этих функций вместо p_1 и p_2-p_1 . Перейдем к безразмерным переменным. Плотность перед фронтом p_1 вычисляем по отношению к плотности на внутренней границе слоя p_0 , в качестве масштаба скорости берем скорость звука c на внутрєнней границе перед фронтом. Обозначим $u_2=u_2/c$, D=D/c, $r=r/\Pi c$, $p_1=p_1/p_0$. Тогда система уравнений приобретает вид:

$$\frac{d\tilde{D}}{dr} = \frac{\Pi}{2c} \frac{d(p_{2} - p_{1})}{dm} \frac{(\gamma - 1)\tilde{D} + 2\gamma \tilde{u}_{2}}{2\tilde{D}(\tilde{D} + \tilde{u}_{2})} + \frac{\Pi}{c} \gamma \frac{dp_{1}}{dm} \frac{1}{\tilde{D} - \gamma \tilde{u}_{2}} \left[\frac{k - 1}{2k} - \tilde{u}_{2} \frac{(\gamma - 1)\tilde{D} + 2\gamma \tilde{u}_{2}}{2\tilde{D}(\tilde{D} + \tilde{u}_{2})} \right]$$

$$\frac{d\tilde{p}_{1}}{dr} = \frac{\tilde{p}_{1}}{k} \frac{\Pi}{c} \gamma \frac{dp_{1}}{dm} \frac{1}{\tilde{D}(\tilde{D} - \gamma \tilde{u}_{2})}, \tag{25}$$

где k — степень политропы в формуле, связывающей p_1 и p_1 , а u_2 получается из уравнения

$$(\widetilde{D} + u_2)(\widetilde{D} - \gamma u_2) = \widetilde{\varphi}_1^{k-1}. \tag{26}$$

В систему (25) параметры звезды входят через коэффициенты $(\Pi/c)\,d\,(p_2-p_1)/d\,m$ и $(\Pi/c)\,d\,p_1/d\,m$. Как легко видеть из уравнений (23), эти коэффициенты содержат ту же безразмерную комбинацию параметров $g\Pi/c$, которая входила в решение задачи с постоянным давлением за фронтом волны.

Система (25) решалась для ряда значений безразмерной начальной скорости волны $\widetilde{D}_{\text{нач}}$. в интервале от 1.5 до 20 при нескольких значениях k от 1 до 2.

Расчеты при условии "изотермичности" перед фронтом (k=1) показывают следующее. Обозначим через D_0 скорость ударной волны, полученную в задаче с постоянным давлением за фронтом. При любом значении D_{\max} скорость волны стремится к \widehat{D}_0 . Функция $\widehat{D}(r)$ возрастает, если $D_{\text{нач.}} < D_{\text{0}}$, и убывает при $D_{\text{нач.}} > D_{\text{0}}$. При некотором значении координаты r, близком к 2, достигается равенство $D=D_0$, и далее D остается постоянной. Начиная с этого момента задача сводится к уже решенной задаче с постоянным давлением за фронтом, и распределение плотности описывается экспоненциальным законом (12). Результаты вычислений, соответствующие значению постоянной $g\Pi/c=6$, для значений $D_{\text{нач.}}$, равных 3 и 10 при k=1 представлены на рис. 2. Напомним, что величина $g\Pi/c = 6$ соответствует атмосфере долгопериодической переменной. В случае $\overline{D}_{\text{\tiny Hall}} > \overline{D}_{\text{\tiny 0}}$ возникает инверсия плотности - плотность перед фронтом волны сначала растет, достигает максимума и убывает до исходного значения вблизи точки, где $D = D_0$. Трудно судить без дополнительных исследований, устойчива ли эта инверсия.

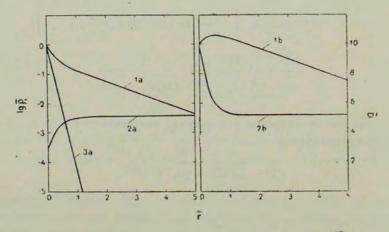


Рис. 2. 1а — относительная плотность перед фронтом при $D_{\rm max}=3$; 2а — скорость ударной волны при $D_{\rm max}=3$; 16 и 26 — то же при $D_{\rm max}=10$; 3а — относительная плотность в статической атмосфере. Шкала для скорости дана справа.

Вычисления при k > 1 показывают, что качественно картина такая же, как и при k = 1. Скорость ударной волны \widehat{D} также стремится к некоторому значению, близкому к $\widehat{D_0}$, и потом слабо колеблется около него. Плотность на больших расстояниях от начала слоя убывает тем быстрее, чем больше k.

6) Решение задачи в случае u_2-u_1 const. Рассмотрим случай, когда u_1 и u_2 связаны соотношением

$$u_2 - u_1 = v,$$
 (27)

где v — постоянная. Из системы законов сохранения на фронте (5) с учетом (27) получим:

$$(D - u_2 + v) \left(D - u_2 - \frac{\gamma - 1}{2} v \right) = \frac{\gamma p_1}{p_1}$$
 (28)

$$\frac{\bar{D} - u_2 + \frac{\gamma + 1}{2}v}{D - u_2 - \frac{\gamma - 1}{2}v} = \frac{p_2}{p_1}.$$
 (29)

В эту систему скорости D и u_2 входят только в сочетании $D-u_2$, поэтому, исключая $D-u_2$, получаем соотношение между p_1 , p_2 и v:

$$\frac{p_2 - p_1}{p_1} = \frac{p_1 v^2}{p_1} \left(\frac{\gamma + 1}{4} + \sqrt{\frac{(\gamma + 1)^2}{16} + \frac{\gamma p_1}{p_1 v^2}} \right). \tag{30}$$

Теперь продифференцируем (30) по m. Так как предполагается политропная зависимость между p_1 и p_1 , получим уравнение, связывающее производные dp_1/dm и $d(p_2-p_1)/dm$:

$$\frac{dp_1}{dm} = \frac{d(p_2 - p_1)}{dm} \frac{\frac{\gamma + 1}{2} + 2\gamma \frac{p_1}{p_2 - p_1}}{\gamma + \frac{1}{k} \left(\frac{\gamma + 1}{2} \frac{p_2 - p_1}{p_1} + \gamma\right)}.$$
 (31)

Выражения для производных даны формулами (23). Подставив их в (31) с учетом (27), получим уравнение, в которое входят u_2 , v, p_2/p_1 и характеристики звезды. Из этого уравнения находим u_2 в виде:

$$\tilde{u}_2 = -\frac{Q}{W\frac{s^2}{(\ln q)^2} + \frac{1}{q}\left(\frac{1}{q} - \frac{s}{\ln q} + s\right)},$$
 (32)

где

$$Q = W \left[s \dot{A} + \frac{B}{q} + \tilde{v} \left(\frac{1}{q} - \frac{s^2}{(\ln q)^2} \right) \right] -$$

$$- \frac{1}{q} \left[A + B + \frac{\tilde{v}}{s} \left(\frac{1}{q} - \frac{s^2}{(\ln q)^2} \right) \right],$$

$$A = \left(\tilde{v} - \frac{g\Pi}{c} \right) \left[\frac{2s^2}{(\ln q)^2} + \frac{s - 2}{\ln q} \right] + \frac{g\Pi}{2c} \left(\frac{1}{q} - \frac{s}{\ln q} \right),$$

$$B = \left(\tilde{v} - \frac{g\Pi}{c} \right) \left(1 - \frac{s}{\ln q} \right) + s \frac{g\Pi}{2c},$$

v — отношение v/c, W — коэффициент при $d(p,-p_1)/dm$ в правой части (31). Система уравнений (29), (30), (32), записанная в безразмерных переменных, дает возможность определить скорость ударной волны D, если известна постоянная v и, наоборот, если мы знаем D, то, решая систему методом итераций, находим v. Так как на внутренней границе слоя в качестве начального условия задается D, а $\rho_1 = 1$, мы сразу же определяем v и в дальнейшем система (29), (30), (32) используется для того, чтобы вычислять скорость волны D. В задаче остается одно дифференциальное уравнение для плотности:

$$\frac{d\hat{r}_1}{d\tilde{r}} = \frac{\hat{p}_1}{\kappa} \frac{\Pi}{c} \frac{dp_1}{dm} \frac{p_2 - p_1}{p_1 \tilde{D} v}, \tag{33}$$

 $\Pi\left(dp_1/dm\right)$ дается второй из формул (23) при учете (27).

Рассмотрим сначала случай "изотермичности" перед фронтом (k=1). Легко видеть из уравнений (28), (29), (32), что при постоянном значении $\gamma p_1/\rho_1$ функции p_2/p_1 , $D-u_2$, u_2 не зависят от координаты r. Следовательно, и скорость ударной волны D постоянна. Значение dp_1/dm также не меняется, поэтому постоянен и коэффициент при ρ_1 в правой части (33), откуда следует, что распределение плот ности описывается экспоненциальной функцией. В табл. 1 приведены результаты вычислений v и отношения H/H_0 при различных значениях $D_{\text{вач}}$. Значение $g\Pi/c=6$ соответствует долгоперлодическим переменным, $g\Pi/c=20$ —переменным типа RR Лиры.

					Габлица 1
$g\Pi/c=6$				$g\Pi/c=20$)
$\widetilde{D}_{\text{\tiny HBH}}$	v	H/H _o	$\overline{D}_{\text{Haq.}}$	-	HIH.
1.5	2.32	2.19	1.5	6.40	3.53
5.0	5.89	11.22	5.0	9.81	10.52
10	10.27	31.31	10	14.27	38.86
20	18.63	93.38	20	22.77	107.6

Расчеты при k, превыш акщих единицу, показывают, что скорость меняется по-разному в зависимости от своего начального значения: она быстро убывает с расстоянием при малых $\widehat{D}_{\text{нач}}$, и остается практически постоянной, если $\widehat{D}_{\text{нач}}$, превышает некоторое критическое значение, близкое к 5 при $g\Pi/c=6$. Локальная характерная шкала распределения плотности во всех случаях убывает с расстоянием, тем быстрее, чем меньше $\widehat{D}_{\text{нач}}$. Инверсий плотности, как в случае использования соотношения $u_1=-u_2$, нигде не возникает.

Сравнение результатов расчетов для двух рассмотренных вариантов соотношения между u_1 и u_2 показывает, что решения сильно различаются как при малых значениях начальной скорости волны $\widetilde{D}_{\text{нич}} \sim 2-3$, так и при больших, $D_{\text{пач}} > 8$. Наилучшее соответствие для $g\Pi/c = 6$ достигается при $D_{\text{мач}} \sim 5$. В обоих случаях при условии "изотермичности" перед фронтом скорость волны почти постоянна, а характерная шкала высот по плотности на порядок больше, чем в статической атмосфере.

Следует отметить, что в обоих случаях волна идет по газу, падающему ей навстречу, и относительно газа скорость фронта равна $D-u_1$. Напомним, что $u_1<0$ в случае падения газа навстречу ударному фронту.

Задача была решена также в предположении, что $u_1=0$, то есть к моменту прохождения через фронт волны газ останавливается. Уравнения для функций $\widetilde{D}(r)$ и $p_1(r)$ получаются для этого случая тем же методом, что при $u_1=-u_2$. Но расчеты показали, что полученное решение не удовлетворяет критерию (15).

Для того, чтобы выяснить, как влияет на распределение плотности перед фронтом волны изменение зависимости $p\left(t\right)$, проводились расчеты при такой функции:

$$p(t) = p_1 + (p_2 - p_1) \left(1 - \frac{t - t_0}{\Pi}\right)^n, \tag{34}$$

где n>1. Качественно характер функций D(r) и $\rho_1(r)$ остался прежним. Характерная шкала распределения плотности тем больше, чем меньше n, то есть чем медленнее высвечивается газ за фронтом волны. При n<2 атмосфера расширена сильнее, чем в случае использования экспоненциальной функции (3).

Функция (34), как и (17), соответствует достаточно медленному высвечиванию газа за фронтом. Чтобы качественно исследовать, как меняется распределение плотности перед фронтом в случае быстрого высвечивания, была решена следующая задача. Предположим, что основная часть энергии газа излучается непосредственно на фронте, а далее снова верен экспоненциальный закон (17). Будем считать, например, что в атмосфере скачок плотности на фронте постоянен, и примем его в качестве параметра. Тогда в системе условий сохранения на фронте волны уравнение энергин заменится соотношением:

$$\rho_n = \lambda \rho_n \tag{35}$$

где $\lambda > 4$. Вычисления проводились для случая $u_1 = -u_2$. Расчеты по-казали, что качественных изменений в характере функций D(r) и $\rho_1(r)$ нет. При "изотермичности" перед фронтом скорость ударной волны D достигает некоторого критического значения и далее остается постоянной, а распределение плотности с этого момента описывается экспоненциальной функцией. Значения критической скорости D_0 и отношения характерной высоты по плотности к шкале высот статической изотермической атмосферы H/H_0 слабо зависят от λ . Для $g\Pi/c=6$ при $\lambda=10$ имеем $D_0=3.67$, $H/H_0=8.70$. При $\lambda=20$ эти величины равны соответственно 3.32 и 8.00.

5. Обсуждение данных наблюдений. Рассмотрим наблюдательные факты, касающиеся размеров атмосфер пульсирующих звезд. Результаты вычислений предполагают очень протяженные атмосферы для долгопериодических переменных. Их расположение на диаграмме ГР — высокие болометрические светимости, сравнимые со светимостями сверхгигантов, и низкие эффективные температуры — свидетельствует о фотосферных радиусах, больших, чем у большинства непеременных красных гигантов. Следует отметить, что понятие фотосферы для звезд поздних спектральных классов не является отчетливым. Фактически это внешние слои атмосферы, не-

прозрачные в инфракрасной и оптической областях спектра. Для нескольких мирид имеются непосредственные измерения диаметров в совокупности с оценками расстояния. Раднус V Сап составляет около 400 R. [9], для R Leo при расстоянии 250 пс измерения дают радиус 1800 R. [10]. Диаметр Миры Кита измерялся неоднократно, однако расстояние до нее определяется неоднозначно — от 50 пс [6] до 200 пс по спектроскопическому параллаксу [11]. При 100 пс раднус Миры получается близким к 600 R. [12]. Для сравнения — самый поздний из непеременных красных гигантов с измеренным диаметром — звезда класса МЗ III и Сет имеет радиус 90 R. [13].

Непосредственное представление о протяженности атмосферы долгопериодической переменной можно получить, оценивая путь, который проходит в атмосфере ударная волна. По кривой лучевых скоростей, измеренных по смещениям эмиссионных линий, для Миры Кита получается величина $\sim 3\cdot 10^{13}$ см [7], того же порядка, что и радиус звезды.

Косвенным свидетельством сильно расширенных атмосфер у мирид является присутствие у многих из них околозвездных оболочек, проявляющих себя инфракрасными избытками и излучением молекул ОН, Н₂О, SiO [14—17]. Большая протяженность атмосфер мирид, очевидно, должна способствовать действию механизмов, приводящих к потере массы и образованию околозвездных оболочек. Эти оболочки наблюдаются иногда и у непеременных красных гигантов и полуправильных переменных, но даже в предельных случаях инфракрасные избытки у этих звезд намного меньше, чем у долгоперподических переменных [14].

Ударные волны периодически распространяются в атмосферах полуправильных переменных типа RV Тельца. Об этом свидетельствует присутствие эмиссионных линий водорода в их спектрах и разрывов в кривых лучевых скоростей. Изучение кривых скоростей привело к выводу о большой протяженности атмосфер этих звезд [18]. Амплитуды изменения радиуса обращающего слоя получаются порядка 10^{13} см для колебаний с периодом 30^4-100^4 . Протяженность атмосфер звезд типа RV Тельца оценивается в $5\cdot10^{13}$ см при радиусе фотосфер порядка 10^{13} см.

У звезд типа RR Лиры амплитуда перемещения в атмосфере слоя, излучающего водородные эмиссионные линии, а, следовательно, и протяженность атмосферы порядка 10^{11} см при радиусах фотосфер $3\cdot 10^{11}$ см — $4\cdot 10^{11}$ см [19].

Таким образом, наблюдательные данные свидетельствуют о большой протяженности атмосфер пульсирующих переменных. Эта протяженность, несомненно, связана с действием на атмосферу звезды периодических ударных волн.

В заключение автор приносит искреннюю благодарность В. Г. Горбац-кому за постановку задачи и полезные обсуждения.

Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

ON THE EXTENSION OF THE PULSATING STAR ATMOSPHERE UNDER THE ACTION OF PERIODICAL SHOCK WAVES

O. V. FEDOROVA

The self-consisting problem of the extension of the pulsating star atmosphere under the action of periodical shock waves is solved for different cooling laws behind the shock front. The greater the initial shock velocity and the slower the rate of gas cooling, the larger is the extent of the atmosphere. In the case of absence of the pressure gradient behind the shock front the density scale height exceeds that of static atmosphere by an order in the case of long-period variables and by two orders in the case of RR Lyr variables.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. C. Whitney, Ann. Astrophys., 19, 34, 142, 1956.
- 2. S. J. Hill, Ap. J., 178, 793, 1972.
- 3. И. А. Климишин, Астрофизика, 3, 259, 1967.
- 4. В. Г. Горбацкий, Астрон. ж., 39, 198, 1962.
- 5. J. D. Fernie, Ap. J., 130, 611, 1959.
- 6. J. D. Fernie, A. A. Brooker, Ap. J., 123, 1088, 1961.
- 7. В. Г. Горбанкий, И. Н. Минин, Нестационарные звезды, Физматгиз, М., 1963.
- 8. В. Г. Горбацкий, Астрон. ж., 34, 860, 1957.
- 9. J. T. McGraw, J. R. P. Angel, A. L. 79, 485, 1974.
- 10. R. E. Nather, P. A. T. Wild, A. J., 78, 623, 1973.
- 11. A. R. Upgren, A. J., 80, 828, 1975.
- 12. D. Bonneau, A. Labeyrie, Ap. J., 181, L1, 1973.
- 13. S. T. Ridgway, D. C. Wells, D. F. Carbon, A. J., 79, 1079, 1974.
- G. Neugebauer, E. Becklin, A. R. Hyland, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 9, 67, 1971.
- 15. R. Foy, A. Heck, M. O. Mennessier, Astron. Astrophys., 43, 175, 1975.
- J. R. D. Lepine, M. H. Paes de Barros, R. H. Gammon, Astron. Astrophys., 48, 269, 1976.
- 17. L. E. Snyder, D. Buhl, Ap. J., 197, 329, 1975.
- 18. В. П. Цесевич. в сб. «Пульсирующие звезды», Наука, М., 1970, стр. 140.
- 19. В. П. Цессевич, в сб. «Пульснрующие звезды», Наука, М., 1970, стр. 177.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

выпуск 2

УДК 523.823

К ВОПРОСУ ОБ ИСТОЧНИКАХ ЭНЕРГИИ В КРАСНЫХ ГИГАНТАХ С НЕЙТРОННЫМ ЯДРОМ

н. к. овакимова

Поступила 15 июля 1977 Пересмотрена 25 ноября 1977

Рассмотрено выделение энергии за счет испарения нейтронов из ядер в кнасных гигантах с нейтронным ядром.

Указывается на роль в этих конфигурациях пикноядерного слияния легким ядер. Энергия, выделяемая в неравновесных процессах, оказывается сравнимой с энеогией гермоядерного синтеза.

В связи с поисками сверхплотных конфигураций звезд большое значение приобретает вопрос об их возможной светимости и, следовательно, об энергетических ресурсах.

Одним из возможных процессов, ведущих к выделению в таких конфигурациях тепловой энергии, является неравновесный дахват при сжатии вещества, описанный в [1]. Он протекает в ходе сжатия, происходящего при остывании белых карликов.

Другой процесс, также дающий большое энерговыделение — неравновесное испарение нейтронов из ядер, рассмотрен в [2, 3]. Он может реализоваться при плотностях, существующих в оболочках нейтронных звезд, где помимо ядер и электронов в равновесии присутствует и свободныи вырожденный нейтронный газ. Но формирование нейтронной звезды всегда сопровождается катастрофическим сжатием, в ходе которого температура повышается настолько, что происходит развал первоначальных ядер и образование новых, соответствующих данной плотности и температуре. Как показано в [4], такое вещество всегда имеет избыток свободных неитронов, и поэтому указанный механизм выделения энергии не реализуется.

Задача настоящей работы — указать на одну на возможностей осуществления изученного в [2, 3] энерговыделения.

Очевидно, что для протекания процессов испарения нейтронов необходимо «холодное» сжатие, т. е. происходящее при температуре не более 5 · 109 °К, выше которой равновесие по процессам перестройки ядер устанавливается практически мгновенно. Такое сжатие может протекать за счет аккреции на нейтронную звезду. Чтобы сжатие было значительным, необходимо, чтобы аккреция шла бы с заметной скоростью и достаточно длительно. Такие условия выполняются, например, в недавно рассмотренных Торном и Житковым [5] конфигурациях красных гигантов с вырожденным нейтронным ядром. Такие звезды представляют собой обычную нейтронную звезду, окруженную массивной разреженной оболочкой, которая медленно, со скоростью $M = 10^{-8} M./roд$ аккрецирует на ядро. Система обладает светимостью примерно в тысячу раз большей, чем Солнце. основная доля ее — результат высвечивания гравитационной энергии при аккреции. Оболочка состоит на 70% из водорода, на 27% — из гелия. Остальное приходится на долю тяжелых элементов. В ходе аккреции происходит разогрев вещества, а затем — термоядерный синтез, приводящий к образованию магния. Температура на границе нейтронного ядра доходит почти до 109 °К. Рассмотрим, что происходит с вешеством в ходе дальнейшего сжатия.

Когда энергия Ферми-электронов, окружающих ядро, становится равной энергии β -захвата электрона магнием (5.45 M эв), идет процесс

$$(24.12) + e^- - (24.11) + v.$$
 (1)

Нечетно-четное ядро (24.11) менее устойчиво, чем четно-четное (24.12) и непосредственно за (1) протекает реакция:

$$(24.11) + e^{-} - (24.10) + v.$$
 (2)

С помощью схемы, рассмотренной в [1], можно убедиться, что энергия

$$q_3 = \frac{\varepsilon_{f,\epsilon} \left(5\varepsilon_{f,\epsilon} - 4\delta\right)\delta}{20\varepsilon_{f,\epsilon}^2 - 10\varepsilon_{f,\epsilon}\delta + \delta^2} \tag{3}$$

остается в веществе и идет на его нагрев. Здесь $\delta = \varepsilon_{f} - \varepsilon_{5}$, где ε_{5} граничная энергия р-захвата нечетпо-четного ядра. Остальная энергия уносится нейтрино.

При дальнейшем сжатии после β -захвата наступает испарение нейтронов. На нагрев вещества при этом идет энергия

$$q_n = Q_n - z_{f_n}, \tag{4}$$

где Q_n — энергия отделения нейтрона от ядра. а \mathfrak{I}_m — энергия Ферми наружного нейтронного газа. В тепло переходит за счет этих процессов 1.927 M эв энергии на нуклон. При сжатии идет цепочка превращений, опи-

санная в [2, 3], пока не образовывается ядро (12.4), после чего становится возможным новый, насколько нам известно, до сих пор не изучавшийся в связи с энергетикой нейтронных звезд процесс — слияние легких ядер при высоких плотностях. В отличие от перечисленных здесь, он не нуждается в непрерывном сжатии, хотя скорость его сильно зависит от плотности. Если считать, что сечение реакции равно геометрическому сечению ядра, для его скорости P_2 получаем [6]

$$P_{0} = aA^{11/12} \left(\rho_{12}/\mu_{A} \right)^{23/12} Z^{9/4} \cdot 10^{56} \exp \left[-bZ \right] A \left(\rho_{12}/\mu_{A} \right)^{1/6} \left[peak/cm^{3}cek, (5) \right]$$

 $p_A = \rho/(m_n n_0)$ — средний молекулярный вес на 1 ядро, n_0 — плотность числа ядер, m_n — масса покоя нуклона, $\rho_{12} = \rho \cdot 10^{-11}$, а α и b— коэффициенты, зависящие от режима электростатического взаимодействия ядер $a \simeq 4$, $b \simeq 2.5$.

Легко видеть, что скорость слияния для ядер тяжелее ядра (12.4) ни гожна. Так, для ядра (18.6), стабилизация которого предшествует стабилизации этого ядра [2, 3], $P_0=10''$ реакций/сек, т. е. при плотности числа ядер $n_0\approx 10^{13}$ см $^{-3}$ время слияния оказывается больше времени существования Вселенной. Для реакции же слияния ядер (12.4) характерное время

$$\tau = n_0/P_0 (ce\kappa)$$

оказывается равным примерно 10^{11} — 10^{12} сек. При этом в тепло переходит разность энергии связи двух ядер (12.4) и одного (24.8), равная 0.666 M эв на нуклон.

Отметим, что хотя вещество и продолжает, конечно, сжиматься, условия для протекания β -захвата ядрами (12.4) не наступают. В самом деле, для достижения порога β -нестабильности ядра (12.4) необходима плотность, примерно в 2.3 раза большая, чем для начала слияния ядер (12.4). Определим среднюю скорость сжатия конфигурации. Время ее жизни 10^{6} лет, за это время вещество, находившееся в оболочке нейтронной звезды и имевшее плотность 10^{12} г/см 3 , попадает в области внутри звезды, где плотность не более, чем порядка 10^{16} (иначе нейтронная звезда была бы неустойчивой), т. е. плотность вещества увеличивается вдвое, примерно за 10^{4} лет, или за время порядка характерного времени слияния ядер.

Следует, однако, учесть, что вероятность P_0 сильно зависит от плотности; так, при изменении плотности в 2.3 раза, она увеличивается в 10^3 раз, поэтому при той плотности, когда может возникнуть β -нестабильность ядер (12.4), их в веществе фактически не оказывается.

Мы будем считать, что реакция идет при постоянной плотности, поскольку характерное время аккреции намного больше $\sim M_3~M$ граммов вещества, упавшего за год, сгорит за это же время часть α , равная

$$a = \frac{3.16 \cdot 10^{\circ}}{\rho z},$$
 (6)

но реакция идет и в веществе, упавшем в предыдущие годы. Можно поэтому считать, что полная масса вещества, сгоревшего за год, есть сумма геометрической прогрессии, первый член которой M, а знаменатель α , и за год выгорает

$$m = \frac{\dot{M}}{1 - \alpha} \approx \dot{M},\tag{7}$$

т. е. при расчете можно положить, что все упавшее вещество в тот же год и сгорело. Образовавшиеся в реакциях ядра (24.8) при данной плотности стабильны. При дальнейшем сжатии они проходят опять цепочку превращений с образованием ядра (12.4). При этом опять выделяется 0.417 Мэв энергии на нуклон. Ядра (12.4) опять вступают в пикноядерную реакцию, в которой выделяется 0.333 Мэв на нуклон. На этот раз плотность вещества после реакции выше, чем после первого слияния ядер, ядро (24.8) неустойчиво относительно β-захвата и идет неравновесная реакция. в ходе которой выделяется 0.149 Мэв на нуклон. При дальнейшем сжатии вновь образуется ядро (12.4) и при этом в тепло переходит 0.161 Мэв энергии на нуклон. Мы видим, что энерговыделение на нуклон быстро убывает за счет уменьшения относительного количества ядер. Можно поэтому ограничиться перечисленными процессами. Выделенная энергия оказывается равной 3.32 Мэв на нуклон, что сравнимо с энергией синтеза магния.

Автор выражает благодарность профессору Ю. Л. Вартаняну за постоянную помощь и ценные обсуждения.

Ереванский государственный университет

ON THE QUESTION ABOUT THE SOURCES OF ENERGY IN THE RED GIANTS WITH NEUTRON KERNEL

N. K. OVAKIMOVA

We considered the release of energy by the process of evaporation of neutrons from nuclei in the red giants with a neutron kernel. The importance of the picnonuclear confluence of the light nuclei in these configurations is shown. The energy isolated in the unequlibrium process during pressing is of the order of the thermonuclear synthesis.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г. С. Бисноватый-Коган, З. Ф. Сеидов. Астрон. ж., 47, 139, 1970.
- 2. Ю. Л. Вартанян, Н. К. Овакимова, Сообіц. Бюраканской обс., 49, 87, 1976.
- 3. Ю. Л. Вартанян. Н. К. Овакимова, Астрон. ж., 53, 1136, 1976.
- 4. G. S. Bysnovaty-Kogan, V. M. Chechetkin, Astrophys. Space Sci., 26. 3, 1974.
- 5. K. S. Thorne. A. N. Zytkov, Orange Aid Preprint, No. 453, 1976.
- 6. E. Salpeter, H. Van-Horn, Ap. J., 155, 183, 1969.

11000

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

выпуск 2

УДК 523.855

СПЕКТРАЛЬНОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С UV ИЗБЫТКОМ, II. АРО 15

А. А. ЕГИАЗАРЯН, М. А. КАЗАРЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН Поступила 28 марта 1978

Приведены результаты подробного спектрофотометрического и морфологического исследования галактики Аро 15, имеющей ультрафиолетовый избыток в спектре. Галактика содержит несколько бросающихся в глаза отдельных сгущений, показывающих эмиссионный спектр, и имеет расщепленное ядро. Измерены эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий, а также электронная плотности ядра.

1. Введение. Настоящая статья является продолжением серии работ по спектральному и морфологическому исследованию галактик с UV избытком. Первая работа этой серии была посвящена NGC 6306 [1].

В 1956 г. Аро на обсерватории Тонанцинтла обнаружил 44 галактики, имеющие голубой цвет и довольно сильный ультрафиолетовый избыток [2]. Спектральные наблюдения части этих галактик показали, что они обладают сильным эмиссионным спектром [3].

В настоящей статье приведены результаты подробного спектрофотометрического исследования одной из этих галактик — Аро 15.

Спектр галактики, полученный на 40'' телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории с 1.5 объективной призмой, показывает сильный ультрафиолетовый избыток. Показатели цвета U-B и B-V, полученные Дю-Пу электрофотометрическим методом, равны -0^m37 и 0^m28 соответственно [3], что также указывает на избыточное излучение в ультрафиолетовой части спектра.

Красное смещение Аро 15, определенное по эмиссионным линиям, равио z=0.0215 [4], что соответствует лучевой скорости $v_r=6450$ км/сек. Расстояние до галактики 86 Mnc (при H=75 км/сек Mnc). Абсолютная фотографическая величина галактики $M_{\rm pg}=-20$.

Щелевые спектры ее разных областей получены на 200" телескопе Паломарской обсерватории и 107" телескопе обсерватории МакДональд. Краткое сообщение об этих наблюдениях было опубликовано ранее [4]. В табл. 1 приведены некоторые данные о вышеупомянутых спектрах.

Таблица 1

№	Номер пластинки	Дата набаюдения	Телескоп	Экспоэлция	Позчцион- ный угол щели	Сорт эмульсии	
1	Q 4368	7.03.1973	200"	5	90	Kodak IIa-O	
2	UVITS 303a	23.09.1973	107	20	0	**	
3	UVITS 303b	23.09.1973	107	15	0		
4	UVITS 327c	29.09.1973	107	10	0		
5	UVITS 327d	29.09.1973	107	8	0 .	19	

Кроме того, для выяснения морфологических деталей в Аро 15, на новом 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории получены крупномасштабные прямые снимки в первичном фокусе (оригинальный масштаб: 1 $_{MM} = 20''$).

На рис. 1а приводится фотография галактики Аро 15, полученная на этом телескопе 28/29.09.1976 г., на пластинках Zu-2 с экспозицией 20 мин. Галактика состоит из отдельных областей и сгущений, некоторые из них обозначены на рис. 1а римскими цифрами.

Центральная, наиболее яркая область галактики обозначена цифрой I. K востоку от I, на расстоянии примерно 8-9", расположено сгущение II, которое по яркости уступает I, III и IV — более слабые сгущения находятся от II к северу на расстоянии 9 и 18" соответственно.

- 2. Описание спектров. Репродукции трех из полученных спектров Аро 15 приведены на рис. 1 b, c, d. Ниже приводится описание всех спектров.
- Q 4368 (рис. 1b). При получении этого спектра щель спектрографа проходила через яркую центральную область галактики (I на рис. 1a) и имела направление восток—запад. Спектр состоит из яркого непрерывного континуума и довольно ярких эмиссионных линий. Непрерывный спектр, имеющий наибольшую ширину порядка 10", относится к яркой центральной области галактики и имеет более резкие границы с востока и более диффузные с запада. Эмиссионные линии по высоте щели значительно выходят за пределы непрерывного спектра и имеют по высоте щели протяжение порядка 40" и прослеживаются далеко к востоку.

Эмиссионные линии наиболее интенсивны в области I.

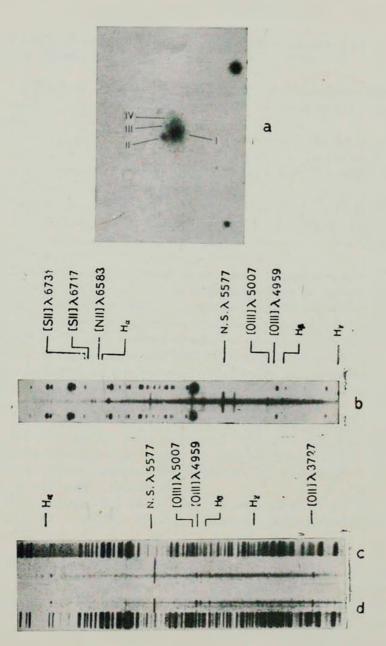


Рис. 1. a) Фотография галактики Аро 15. Репродукции: b) спектра Q 4368, c) спектра UVITS 303a, d) спектра UVITS 303b.

К ст. А. Егназарян, М. Казаряна, Э. Хачикяна

Отождествлены следующие эмиссионные линии: [S II] $\hbar \lambda$ 6731/17, [N II] $\hbar \lambda$ 6583/48, H_a , [O III] $\hbar \lambda$ 5007, 4959, H_a и H_a .

UVITS 303a (рис. 1c). Спектр получен при позиционном угле щели, равном 0° . Как и для предыдущего спектра, она была поставлена на яркую область I.

В спектре наблюдается сильный ультрафиолетовый избыток, который прослеживается до 3100А. Непрерывный спектр по высоте щели имеет более резкие границы с северной стороны, чем с южной и наибольшую ширину порядка 10" в области около 4400А.

Наблюдаются также сильные эмиссионные линии [N II] i 6583, H_{2} , [O III] $i\lambda$ 5007, 4959, H_{3} , H_{1} , [O II] i 3727. По высоте щели они состоят из трех частей различной яркости. Каждая из них представляет спектр определенного сгущения в галактике.

Самое яркое из сгущений расположено непосредственно в наиболее интенсивной части непрерывного спектра, а второе по яркости — к югу от него на расстоянии порядка 5" и причем смещено в длинноволновую область на величину, соответствующую лучевой скорости порядка 300 км/сек. Эти сгущения входят в состав области I и обозначены как Ia и Ib соответственно. На прямом же снимке (рис. 1а) они не разделяются. Наиболее слабое из сгущений, которое не выделяется на рис. 1а, находится к северу от первого на расстоянии примерно 8" и имеет одинаковую с ним лучевую скорость.

Линия [O II] λ 3727 имеет в общем такую же структуру, но она ярче, чем остальные линии и в ней от второго сгущения к югу простирается слабое однородное свечение, вплоть до границы щели. Общая высота этой линии составляет примерно 30". Вторая по яркости линия N_1 , к примеру, имеет общую высоту меньше 20".

В Іа наблюдаются также линии поглощения от $H_{\rm A}$ до $H_{\rm 13}$ и слабые линии [S II] M 6731/17. На рис. 2 приведена регистрограмма спектра сгущения Ia.

UVITS 303b (рис. 1d). В отличие от предыдущих спектров щель здесь была направлена вдоль областей II, III и IV. Наиболее интенсивным получился спектр области II, в котором выделяется довольно яркий ниточный непрерывный спектр, шириной 4", соответствующий его оптическим размерам (см. рис. 1a) и прослеживающийся до 3100A. На него накладываются очень интенсивные эмиссионные линии [N II] 1.0. 6583/48, H₂, [O III] 1.0. 5007, 4959, He II 2. 4686, H₃, H₄, H₄, [Ne III] 1.0. 3968, 3869 и [O II] 2. 3727. Наблюдаются также линии поглощения от H₂ до H₁₅.

Область III также имеет ниточный спектр с шириной порядка 2", но она значительно слабее. В спектре наблюдаются эмиссионные линии 5—535

 H_{a} , [O III] $\hbar \hbar$ 5007, 4959, H_{3} и [O II] \hbar 3727. Подобный же спектр имеет и область IV, однако эмиссионные линии здесь имеют точечный вид.

Регистрограмма сгущения II приведена на рис. 2.

UVITS 327с, 327d. При получении этих спектров щель охватывала примерно ту же область в галактике, что и UVITS 303a и 303b соответственно: экспозиции были при этом в два раза меньше. Однако их спектры по виду несколько отличаются друг от друга. Например, в отличие от спектра UVITS 303a в сгущении Ia спектра 327с бальмеровские линии находятся в поглощении, начиная от $H_{\rm B}$, а в спектре области II в 327d, в отличие от 303b, — начиная от $H_{\rm H}$.

3. Относительные интенсивности, эквивалентные ширины линий и электронная плотность. Значения относительных интенсивностей эмиссионных линий для областей I, II, III и IV приведены в табл. 2, а эквива-

Таблица 2
ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
В СПЕКТРЕ АРО 15 ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Ион	λ	UVITS 303a		ı	JVITS 303	UVITS 327c	UVITS 327d	
		Ia	Іь	- 11	111	IV	la	II
[N II]	6583	1.13	0.55	1.55	0.90		0.33)
Ha	6563	10.10	3.08	4.92	5.19	4.11	6.99	8.32
[N II]	6548	0.52	0.40	0.24	0.50		0.27	
He I	5876	0.39	_	0.40	2.01	1.54	0.79	_
[Fe VI]	5237	0.21	+	0.33	0.27	0.47	0.20	+
[0 111]	5007	3.09	2.12	3.78	3.18	1.99	2.78	3.15
[0 111]	4559	0.72	0.97	1.62	0.78	1.00	1.03	1.84
Ηş	4861	1.00	1.00	1,00	1.00	1.00	1.00	1.00
He II	4586	_	_	+	-	_	_	0.13
Н	4340	0.37	0.20	0.35	0.50	0.41	0.25	0.34
Ha	4102	-	_	0.22	0.40	0.75	0.19	0.17
He	3970	-	_	0.28	0.80	0.49	}0.16	0.21
[Ne III]	3968	0.22	0.30	10.20	10.00	-	})
Ha	3889		_	0.05	_	_	-	0.07
[Ne III]	3869	0.50	0.51	0.31	0.75	7	0.30	0.35
H _e	3835	_	-		1 -	-	_	0.09
H ₁₀	3798	_	_	_	-	-	_	0.08
[0 11]	3727	4.20	2.40	1.40	3.66	2.41	3.15	0.93

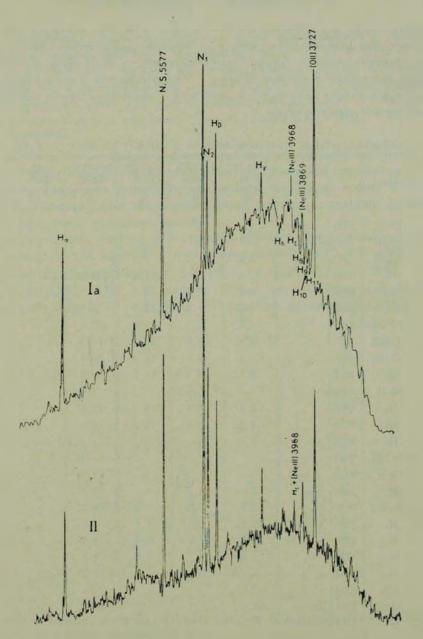


Рис. 2. Регистрограммы спектров сгущений la (UVITS 303a) и 11 (UVITS 303b).

лентных ширин для областей I и II — в табл. 3. В этих таблицах крестик означает, что данная линия слаба и ее относительную интенсивность или эквивалентную ширину трудно было определить, а черточка — что линия вообще отсутствует в спектре. В табл. 3 обозначения «а» и «э» в четвертом и седьмом столбцах означают соответственно, что данная линия находится в поглощении или в эмиссии.

 $Ta6 \lambda u \mu a \ 3$ ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ АРО 15 (В А)

Ион	λ	Эмисс. или абсорб,	UVITS 303a	UVITS 303b	UVITS 327c	UVITS 327d	Q 436 8
			la	11	la	II	I
[S II]	6731	эмисс.	+	+	+	_	6.2
[S II]	6717	**	- -	+	+		4.5
[NH]	6583	н	9.4	34.6	3.7		6.5
H_2	6563	**	87.6	175.6	81.6	234.0	34.5
[N II] =	6548	84	4.7	10.9	2.7]	1.3
He I	5876	11	3.5	31.9	12.3	6.9	
[Fe VI]	5237	49	2.0	12.7	7.6	7.0	
[0111]	5007	**	22.8	134.0	43.5	168.0	
[0][]	4959	.,	5.3	64.5	16.5	89.0	
Hβ	4861	-	8.1	29.4	14.1	49.4	
He II	4586	66	_	1.5		5.4	
Нγ	4340	11	2.4	8.5	3.3	15.3	
Ha	4102		3.4a	5.0	2.4	4.9	
H ₄	3970	*1	1.4a	1 4.9	} 2.4	6.3	
[Ne III]	3967	11	-				
Call	3935	абсорб.	_	_	_	1.5	
H;	3889	амисс.	3.1a	1.3	_	3.3	
[Ne III]	3869		3.0	7.8	3.5	15.0	
H,	3835	абсорб.	2.5	0.5	1.6	4.5в	
Hin	3798	"	0.5	1.2	0.7	3.98	
H ₁₁	3770	11	1.8	0.5	1.2	4.1	
H ₁₂	3750	*1	_	0.5	_	1.0	
H ₁₃	3734	-1	+	+	+	+	
[0 11]	3727	эмисс.	33.6	51.7	49.5	40.7	
H ₁₄	3722	абсорб.	+-		_	-	
H ₁₅	3712	**	+	0.8	+	-	

Для определения спектральной чувствительности системы в качестве стандарта была выбрана галактика 3С 120, для которой с достаточной точностью известно распределение энергии в спектре.

Электронная плотность определена лишь для области I с помощью отношения интенсивностей запрещенных линий $|SII| \lambda\lambda$ 6717 и 6731 (R = I 6717/I 6731), которые хорошо выделяются только на спектре Q 4368; R для вышеупомянутой области равно 0.74; n_e определена методом Сарафа и Ситона [5], при электронной температуре $T_e = 10\,000^\circ$ K. Значение электронной плотности оказалось равным $n_e = 180$.

4. Обсуждение. Из приведенных наблюдательных данных видно, что Аро 15 имеет интересную морфологическую структуру и спектральные особенности. Галактика выделяется отдельными яркими областями и сгущениями. В спектрах этих образований наблюдаются как сильные эмиссионные линии, так и линии поглощения.

Эмиссионные линии во всех спектрах несколько шире линий неба. Контуры эмиссионной линии H_4 , построенные по спектрам UVITS 303a (Ia) и 303b (II), приведены на рис. 3, а линий [O III] $\hbar \hbar$ 5007, 4959, H_3 , H_7 и [O II] \hbar 3727— на рис. 4. Кроме того, на рис. 4 приведены контуры линий [S II] $\hbar \hbar$ 6731/17, построенные по спектру Q 4368. Как

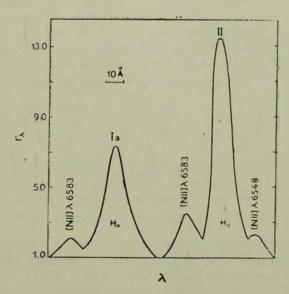


Рис. 3. Контуры линий На и [N II] сгущений Ia и II, построенные по спектрам UVITS 303a и 303b соответственно.

видно из этих рисунков, все контуры, кроме $H_{\rm I}$, на рис. 4 имеют симметричный вид. Так как линия $H_{\rm I}$ в спектре Ia находится как в эмиссии, так и в поглощении, то на рис. 4 наряду с эмиссионным компонентом приведен и компонент поглощения.

Из таба. 2 видно, что во всех областях Аро 15 бальмеровский декремент круче, чем теоретический, рассчитанный для любой модели газовых туманностей. Относительные интенсивности $I_{\rm H_3}/I_{\rm H_3}$, за исключением одной области Ib (UVITS 303a), намного больше, чем их теоретическое значение. Наибольшее значение для этого отношения получается для центрального самого яркого сгущения Ia (UVITS 303a). Оно равно 10.1, что в 3.7 раза больше теоретического значения. Как было отмечено в [1], это, по-видимому, может быть результатом двух причин: а) поглощения пылью в самой галактике, б) влияния абсорбционных компонентов бальмеровских линий на их эмиссионный компонент.

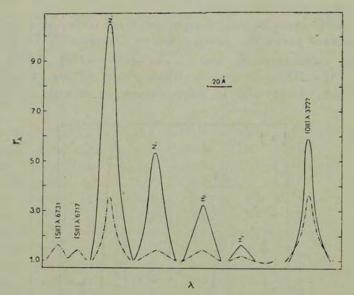


Рис. 4. Контуры линий: для сгущения Іа (пунктирная линия) и II (сплошная линия).

Из полученных данных можно судить также о степени возбуждения газовой составляющей областей I, II, III и IV, мерилом которой в случае Аро 15 служат присутствие линий HeII λ 4686 и [OII] 3727 и их интенсивности. Первая из этих линий является признаком высокого возбуждения, а вторая — низкого. Линия HeII λ 4686 наблюдается только в Ib и II, которые, можно сказать, являются высоковозбужденными областями. Отсутствие этой линии в областях Ia, III и IV, по всей вероятности, является результатом их низкого возбуждения, по сравнению с первыми двумя областями. В пользу последнего вывода говорит также тот факт, что в областях Ia, III и IV линия [OII] λ 3727 более интенсивна (см. табл. 2).

Интересно. что лучевая скорость сгущения Ib отличается от таковых сгущений Ia. II, III и IV примерно на $300~\kappa$ м/сек. Диаметр области I равен примерно 4000~nc, а расстояние между центрами Ia и Ib составляет около 2000~nc. Это означает, что Ia и Ib фактически составляют очень тесную пару, которая, вероятно, является расщепленным ядром Аро 15, с компонентами, имеющими разные лучевые скорости.

Интересной деталью галактики является сгущение II, находящееся на расстоянии порядка 3400 nc от I. Его диаметр равен 1600 nc, а абсолютная звездная величина $M_{pg}=-18^{\rm m}4$ (видимая величина II оценена по снимку, полученному на 2.6-м телескопе). Кроме этого, как отмечалось, сгущение имеет сильный эмиссионный спектр высокого возбуждения. Эти характеристики присущи сверхассоциациям [6,7], поэтому можно сказать, что сгущение II является яркой сверхассоциацией в Аро 15.

Сходные физические характеристики имеют также сгущения III и IV, но они значительно уступают II как по яркости, так и по размерам. Вероятно, они являются более слабыми сверхассоциациями.

С уверенностью можно утверждать, что Аро 15 является иррегулярной галактикой с активными областями, в которых происходит интенсивное звездообразование, наподобие NGC 6306.

Один из авторов (Э. Е. X.) пользуется случаем выразить глубокую благодарность директору Мак $\mathcal A$ ональдской обсерватории проф. X. Смиту и директору Хейл обсерваторий д-ру X. Бабкоку за предоставленную возможность наблюдать на телескопах этих обсерваторий.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

SPECTROPHOTOMETRY AND MORPHOLOGY OF THE GALAXIES WITH UV EXCESS. II. HARO 15

A. A. YEGIAZARIAN, M. A. KAZARIAN, E. Ye. KHACHIKIAN

The results of the spectrophotometry and morphology of the galaxy Haro 15 with UV excess are presented. The galaxy consists of some separate knots with strong emission spectrum. The galaxy has a splitted nucleus. The equivalent widths and relative intensities of the emission lines, as well as the electron density of the nucleus are measured.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 13, 415, 1977.
- 2. G. Haro, Bol. Obs. Tonantzintla, No. 14, 8, 1956.
- 3. Du Puy, A. J., 75, 1143, 1970.
- 4. М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 10, 477, 1974.
- 5. H. E. Saraph, M. F. Seaton, M. N., 148, 367, 1970.
- 6. В. А. Амбарцумян, Р. К. Шахбавян, ДАН Apm, ССР, 25, 185, 1957.
- 7. A. N. Stockton, A. J., 73, 887, 1968.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

ВЫПУСК 2

УДК 523.855 + 523.82

ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ФОТОМЕТРИЯ КОМПАКТНОГО СКОПЛЕНИЯ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК № 1

Р. К. ШАХБАЗЯН Поступила 29 марта 1978

Приводятся результаты BV-фотометрии семи галактик компактного скопления компактных галактик № 1. Наблюдательный материал получен на 40″ телескопе Шмидта Бюраканской обсерватории. Определены поверхностные яркости членов скопления. Часть галактик имеет поверхностные яркости порядка 20-ой звездной величины с квадратной секунды дуги в желтом цвете. Эти объекты могут быть рассмотрены как галактики с довольно компактными изображениями.

Автором этих строк в 1957 г. было проведено предварительное исследование скопления, впоследствии получившего названия Шахбазян 1, и сделано краткое сообщение о нем [1]. Дальнейшее изучение скопления, проведенное Робинсоном и Вамплером [2], а также Арпом и др. [3], выявило внегалактическую природу объектов, входящих в его состав, и некоторые примечательные особенности скопления. Робинсон и Вамплер назвали скопление «компактным скоплением компактных галактик». Это название навело бюраканскую группу на мысль провести поиски других подобных систем, в результате чего были выявлены другие тесные группировки, содержащие компактные галактики.

В настоящее время, когда поиски компактных групп компактных галактик подходят к концу и выявлено много систем этого типа, можно сказать, что скопление № 1 выделяется среди них богатством галактик, малыми размерами и наличием фона внутри скопления. Оно является промежуточным между группой галактик и тем, что называется скоплением галактик.

Напомним, что система содержит более 20-ти членов, ее угловые размеры $50'' \times 90''$. При z=0.1116 [2] и H=50 км/сек на Mnc [4] для расстояния скопления получается значение в 680 Mnc. Абсолютная звездная

величина наиболее яркой галактики скопления равна $M_V = -22.3$. Линейные размеры скопления 170×300 клс.

В настоящей работе приводятся результаты фотографической фотометрии семи наиболее ярких галактик скопления.

Наблюдательный материал получен в 1975 г. на метровом телескопе Шмидта Бюраканской обсерватории. Снимки голубого цвета получены на эмульсии Kodak 103aO в комбинации со светофильтром GG 385. В желтом цвете были использованы пластинки 103aD и светофильтр GG-495. Комбинация упомянутых сортов эмульсии и светофильтров дает систему звездных величин, близкую к стандартной BV-системе.

Для обработки были использованы 10 негативов области, полученные при хороших атмосферных условиях (по 5 негативов в каждом цвете). Основой для определения звездных величин служили звезды шарового скопления М 3 [5] и рассеянного звездного скопления Сота [6]. Просмото негативов показал, что некоторые галактики системы имеют не вполне компактные изображения (особенно в голубом цвете). Поэтому при получении наблюдательного материала была применена следующая методика: область скопления № 1 и стандартная область шарового скопления М 3 снимались со смещением фокуса на 0.2 мм, с тем, чтобы изображения звезд сравнения были по своим размерам близки к изображениям галактик скопления. Параллельно снималось звездное скопление Coma со смещением фокуса на 4 мм. Этим последним стандартом мы пользовались в том случае, когда галактика имела на негативе расплывчатое изображение. Пластинки для каждой серии из трех снимков (М 3, Шахбазян 1, Coma) брались из одной коробки, одинаково экспонировались и проявлялись вместе. Фотометрия проводилась на объективном микрофотометре Шнела фирмы Цейсс с помощью диафрагмы, вырезающей на негативе круг с диаметром в 9.7. Днафрагма была избрана так, чтобы измеряемые галактики в ней полностью помещались. Переход от почернений к яркостям осуществлялся с помощью характеристических кривых, построенных по соответствующим снимкам 15—20 звезд сравнения. Средние квадратичные отклонения в каждом цвете не превышали ± 0.10 звездной величины.

Результаты измерений приводятся в табл. 1, в последовательных столбцах которой даны: номер галактики (по карте Робинсона и Вамплера), ее V-величина и B—V-цвет с учетом галактического поглощения. Для сравнения приводятся результаты фотоэлектрических измерений Томпсона для двух галактик скопления [7], визуальные величины, полученные Мессе [8] и приведенные нами к V-системе по формуле B—G = 0.65 (B—V). При вычислении этих V-величин мы пользовались B—V-цветами, полученными нами в настоящей работе.

Таблица 1

_						
No	V	B-V	V _T	$(B-V)_T$	m _V (R, W)	V _M
1	17.1	 1 . 5	17.12	+1.40	16.0	17.0
2	17.7	1.3			16.9	17.8
3	17.3	1.3	17.49	1.29	16.5	17.4
4	18.0	1.0			16.9	18.1
5	18.2	1.0			17.1	18.2
7-8	18.2	0.6			17.0	18.5
9	18.6	0.6			17.7	18.6
сумма	15.68	1.15			14.61	15.68

Из табл. 1 видно, что результаты наших измерений находятся в хорошем согласии с данными Томпсона [7]. Визуальные величины Робинсона и Вамплера примерно на одну величину ярче значений, полученных Томпсоном и автором. Наши измерения находятся в хорошем соответствии также с фотографическими измерениями Мессе, любезно приславшим нам еще до опубликования результаты своей работы [8]. Средние отклонения звездных величин, полученных нами, от данных Томпсона, Мессе и Робинсона, Вамплера соответственно равны + 0.10, — 0.04 и + 1.03 величины.

Из табл. 1 видно, что яркие галактики скопления значительно краснее его слабых членов. Можно сказать, что галактики менее красного цвета расположены в периферических участках системы и среди них чаще наблюдаются некомпактные изображения, вытянутые формы, придатки и т. д. Примечательно, что дисперсия звездных величин для галактик скопления в голубом цвете значительно меньше, чем в желтом цвете.

Для галактики № 1 скопления Томпсон получил В—V и U—В цвета [7] и, сравнив значение Q=(U—В)—0.72 (В—V), полученное им для галактики № 1, со значением Q, полученным Сандейджем [9] для нормальных галактик типа E, показал, что цвет галактики № 1 не отличается от цвета нормальных E-галактик, найденных в богатых скоплениях. Заметим, что галактика № 1 в самом деле имеет гало и, возможно, действительно является эллиптической галактикой. К такому же выводу в работе [8] приходит Мессе. С другой стороны, вид профиля галактики № 1, построенного Кинкарини, и сравнение этого профиля с профилем звезды показывают [10], что распределение яркости в галактике № 1 очень близко к распределению яркости в изображении звезды.

Мы попытались оценить поверхностные яркости галактик скопления по их максимальным размерам на выдержанном желтом негативе, полученном д-ром Ф. Бёрнгеном на двухметровом телескопе Шмидта Таутенбургской обсерватории. В табл. 2 праводятся номер галактики, ее угловые радиу-

сы и подсчитанные нами поверхностные яркости V/□". Если учесть, что инструментальные, атмосферные и гидировочные эффекты неизбежно приведут к увеличению размеров рассматриваемых галактик на негативе (Согласно В. А. Амбарцумяну и др. [12] примерно в 1.3 раза), то получим приведенные в последнем столбце значения V'/□". Заметим, что поверхностные яркости, приведенные в табл. 2, исправлены за галактическое поглощение. Из табл. 2 видно, что поверхностные яркости большинства галактик скопления несколько уступают принятому Цвикки [11] и Амбарцумяном и др. [12] критерию компактности, равному 20-ой величине с квадратной секунды дуги. Однако если учесть, что К-поправка примерно на 0.3 величины повысит поверхностные яркости рассматриваемых галактик, то можно сказать, что, несмотря на погрешности, обусловленные определением размеров галактик на негативе, объекты № 1, 2, 3 и 6 можно считать галактиками относительно высоких поверхностных яркостей.

		7	Габлица .
№	$r_1 \times r_2$	V/G"	V'/□"
1	3.2×3.7	20.7	20.1
2	2.7×2.7	20.8	20.2
3	3.2 > 3.0	20.9	-20.2
4	3.7×2.7	21.4	20.8
5	3.7×2.5	21.5	20.9
6	2.2 × 2.5	21.4	20.5
а	3.0×2.5	20.3	19.7

При просмотре галактик скопления на негативах мы обратили внимание на компактную галактику a, расположенную на расстоянии 2.5 к востоку от скопления и имеющую звездоподобное изображение на наших негативах голубого цвета. На негативах желтого цвета и на картах Паломарского атласа видна очень слабая оболочка, окружающая галактику. Для этой галактики мы получили $B=16.8,\ B-V=+0.4$ и $V'/\Box''=19.7$. Галактика a едва ли физически связана со скоплением.

Из табл. 1 видно, что светимости, выведенные Робинсоном и Вамплером, систематически переоценены и, как справедливо отмечает Томпсон [7], истинное значение M/L для скопления должно быть вдвое больше. Однако даже при введении этой поправки отношение M/L=4 остаетсявсе же слишком малым. Мы думаем, что на данном этапе весьма важно провести повторное измерение лучевых скоростей для возможно большегочисла талактик скопления \mathbb{N}_2 1.

Автор благодарен академику В. А. Амбарцумяну за полезное обсуждение, д-ру Мессе за то, что он прислал результаты своего исследования до опубликования, а также д-ру Бёрнгену за получение снимка скопления на двухметровом Таутенбургском телескопе.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

PHOTOGRAPHIC PHOTOMETRY OF COMPACT CLUSTER OF COMPACT GALAXIES No. 1

R. K. SHAHBASIAN

The results of two colour photographic photometry of seven galaxies in Shahbazian 1 are presented. The observations have been carried out with the 40" Schmidt telescope of the Byurakan Observatory.

The surface brightness of some member galaxies are about 20 magnitude per \square'' in the V colour, and they can be considered as compact galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Р. К. Шахбазян, Астрон. цирк., № 177, 11, 1957.
- 2. L. B. Robinson, E. J. Wampler, Ap. J., 179, L135, 1973.
- 3. H. C. Arp, G. R. Burbidge, T. W. Jones, P. A. S. P., 85, 423, 1973.
- 4. A. R. Sandage, Ap. J., 178, 1, 1972.
- 5. H. L. Johnson, A. R. Sandage, Ap. J., 124, 379, 1956.
- 6. A. N. Argue, M. N., 127, 97, 1963.
- 7. L. A. Thompson, P. A. S. P., 88, 663, 1976.
- 8. Ph. Massey, P. A. S. P., 89, 13, 1977.
- 9. A. R. Sandage, Ap. J., 176, 21, 1972.
- G. Chincarini, Progress at McDonald Observatory and some Astronomical Applications, Observatorio Astronomico di Padova, 82, 1973.
- F. Zwicky. M. Zwicky. Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Calaxies, Zürich, 1971.
- 12. V. A. Ambartsumian, H. C. Arp. A. A. Hoag, L. V. Mirzoyan, Astrofizika. 11, 193, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

ВЫПУСК 2

УДК 523.855

КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. VIII*

Ф. В. БАЙЕР, Г. ТИРШ Поступила 28 февраля 1978

Приводится восьмой список компактных групп компактных галактик, являющийся продолжением предшествующих списков [1—7]. С список вошли 32 новых объекта этого класса, найденные на картах Паломарского атласа в зоне —6°. К статье прилагаются репродукции групп галактик списка, сделанные с карт Паломарского атласа в красных лучах.

Данный список является продолжением опубликованных ранее списков компактных групп компактных галактик [1—7]. В эти списки вошли 305 таких групп. Настоящий список содержит 32 новые группы этого класса, найденные на картах Паломарского атласа в зоне —6°. Условия для внесения в список были уже приведены в предыдущих работах [1, 2, 8, 9].

Данные об обнаруженных 32-х компактных группах компактных галактик приводятся в табл. 1. В столбцах таблицы последовательно даны: 1) порядковый номер группы; 2) и 3) экваториальные координаты, которые даны с точностью 0^m1 для прямых восхождений и 1' для склонений; 4) число галактик, входящих в группу; 5) размеры группы в минутах дуги; 6) коэффициент относительной компактности, равный отношению суммы диаметров всех галактик группы к диаметру группы в целом.

^{*} Работа выполнена в рамках программы обмена между Бюраканской астрофизической обсерваторией АН Армянской ССР и Центральным институтом астрофизики АН ГДР.

Таблица 1 СПИСОК КОМПАКТНЫХ ГРУПП КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. VIII

No.	Коорд	инаты		4	p
746	21453	G ₁₉₅₀	n	Диаметр	
306	0 ^h 23 ^m 56 ^s	- 2°28′ 7″	8	1.7	0.47
307	0 32 15	-6 52 52	19	2.3	0.4
308	0 34 38	-7 58 51	8	1.8	0.41
309	0 48 49	-7 40 35	14	6.7	0.27
310	0 52 19	-3 58 6	11	2.2	0.6
311	1 7 30	-8 7 17	6	1.2	0.57
312	1 10 13	-3 48 43	10	2.8	0.38
313	1 21 28	-7 43 31	11	2.8	0.56
314	1 23 15	-3 45 2	7	2.0	0.39
315	1 45 0	-3 23 39	11	4.9	0.34
316	1 56 52	-6 30 9	5	1.6	0.39
317	2 8 4	-6 49 8	7	6.1	0.28
318	11 7 4	-4 4 41	5	0.6	0.85
319	11 11 13	-9 18 34	6	1.7	0.33
320	11 12 14	-6 6 6	10	4.7	0.27
321	11 13 28	-3 40 12	8	2.3	0 33
322	11 21 8	-3 57 49	5	1.3	0.5
323	12 16 43	-7 7 34	8	1.2	0.55
324	12 23 11	-8 15 7	6	1.6	0.47
325	12 41 13	-6 31 2	6	1.8	0 38
326	13 28 47	-8 7 19	7	1.9	0.41
327	14 9 14	-8 57 44	5	1.1	0.5
328	14 17 48	-9 6 28	9	1.6	0.54
329	14 34 35	-3 33 16	7	1.2	0.59
330	15 11 38	-9 24 27	5	0.9	0.5
331	22 22 52	-3 2 41	7	1.1	0.6
332	22 49 37	-5 16 11	7	1.7	0.3
333	22 59 29	-5 59 32	5	2.1	0.38
334	23 4 16	-4 50 0	5	0.9	0.44
335	23 21 2	-7 40 31	6	2.6	0.26
336 337	23 43 40 23 45 31	-3 47 34 -3 29 45	7 5	1.5	0.42 0.35

Примечания к таблице

- 306 Группа компактная и хорошо изолированная. Объекты № 3, 6, 7 слабые и диффузные. Все галактики красные. № 5 имеет на красной карте звездное изображение и может оказаться звездой.
- 307 Группа дояольно изолированная. Все галактики, входящие в группу, красные. Объекты № 8 и 10 слабые и диффузные, № 6 вытянутая галактика.
- 308 Все объекты компактные и красные, № 7 очень компактный и очень красный и не исключено, что это звезда. Группа не вполне изолированная.

- 309 Широкая и не вполне изолированная группа компактных галактик. № 5 и 6 вытянутые, остальные компактные. Объект № 2 может оказаться звездой.
- 310 Не вполне изолированная группа красных объектов, только № 9 голубая галактика. Члены 1, 3, 4, 10, 11 вытянутые, остальные компактные.
- 311 Периферийная группа красных, но не вполне компактных галактик. Группа хорошо изолированная.
- 312 Группа не вполне изолированная. Объекты № 1 и 2 слабые и диффузные, 3 и 4 вытянутые, другие компактные. № 6 имеет звездное изображение на обеих картах и может оказаться эвездой. Галактика № 2 голубая, остальные красные.
- 313 Группа не вполне компактная. Объекты 7 и 9 голубые и могут оказаться звездами, другие красные. № 1 может быть красной звездой. Группа плохо изолирована.
- 314 Группа не вполне изолированная. Объекты довольно компактные и имеют красный цвет, только № 7—голубая галактика. № 1 может быть красной звездой.
- 315 Не вполне компактная группа смещанного типа. Объекты № 2 вытянутый, № 4 имеет ореол, № 5, 7, 11 имеют звездное изображение и могут оказаться звездами. Группа плохо изолированная.
- 316 Группа довольно изолированная. Объект № 3 нейтральный, остальные члены группы компактные и красные.
- 317 Может быть группа является ядром относительно близкого скопления, содержащего небольшое количество более слабых членов.
- 318 Изолированиая и очень компактная группа красных, но не вполне компактных галактик.
- 319 Группа довольно изолированная. Объект № 3 имеет звездное изображение на красьой карте атласа.
- 320 Широкая группа красных галактик. Может быть в этом участке имеется скопление галактик. Галактики 5, 7, 9 вытянутые, остальные объекты компактные.
- 321 Вытянутая группа красных галактик. Объект № 8 имеет звездное изображение на красной карте атласа, № 4 и 7 слабые и диффузные. В окрестности группы много галактик. На расстоянии 8' к западу наблюдается другая группа, содержащая компактные (в красном цвете) галактики. Возможно обе группы входяг в состав большого скопления.
- 322 Группа, по-видимому, имеет большие размеры. В ее окрестности наблюдаются и другие галактики такой же яркости. Объекты в группе не очень компактные.
- 323 Изолированная группа красных галактик. Галактика № 2 имеет ореол, остальные объекты компактные.
- 324 Хорошо изолированная группа красных не вполне компактных галактик.
- 325 Группа довольно изолированная. Все галактики, входящие в состав группы, красные и компактные, только № 6 не вполне компактный объект.
- 326 Группа смешанная и не вполне изолированная. Объекты № 2, 4, 5 некомпактные, № 6 имсет звездное изображение и не исключено, что это звезда. Все галактики красные.
- 327 Довольно изолированная группа красных, не вполне компактных объектов. Галактика N_2 5, возможно, принадлежит группе.
- 328 Группа не хорошо изолированная и может оказаться центром скопления. Все галактики красные, но не вполне компактные.
- 329 Все объекты красные, только № 1 нейтральный. № 1 н 2 слабые и диффузные. № 7 имеет звездное изображение. Группа плохо изолирована.
- 330 Группа не вполне изолирована. Объект № 3, вероятно, голубая галактика, остальные объекты красные. № 5 имеет ореол.

- 331 Компактная группа красных компактных галактик. Только объект № 1 вытянутый и голубой. На расстоянии 3' к западу и к востоку от группы имеются две яркие компактные галактики.
- 332 Вытянутая группа красных галактик. Объекты № 2 и 4 имеют эвездное изображение. В окрестности есть фон из слабых галактик.
- 333 Бедная группа из ярких галактик. Объект № 5, по-видимому, спиральная галактика. В окрестности наблюдаются слабые галактики.
- 334 Компатная, но не вполне изолированная группа красных объектов. № 2 на красной карте имеет звездное изображение.
- 335 Группа изолированная. Объект № 2 вытянутый, № 6 слабый, диффузный и голубой, остальные красные и компактные.
- 336 Довольно изолированная группа красных объектов. № 7 имеет звездное изображение и может оказаться звездой. № 3 и 5 не вполне компактные. Группа является системой с периферической структурой.
- 337 Хорошо изолисованная группа красных объектов. Объект № 4 имеет знездноизображение в обоих цветах и может оказаться звездой.

Авторы выражают глубокую признательность академику В. А. Амбарцумяну, а также сотрудникам Бюраканской астрофизической обсерватории Р. К. Шахбазян и М. Б. Петросян за дискуссию при выборе объектов, вошедших в список.

Центральный институт астрофизики АН ГДР

COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES. VIII

F. W. BAIER, H. TIERSCH

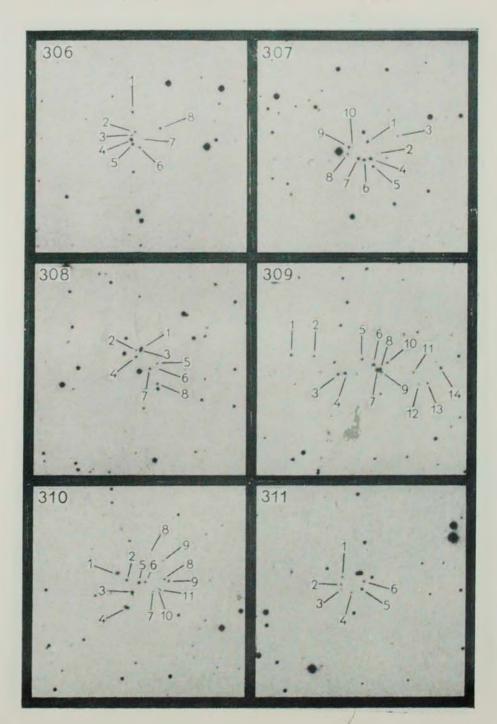
The eighth list of compact groups of compact galaxies is presented. This list contains data on 32 new objects of this class. The identification charts for all of these groups are given.

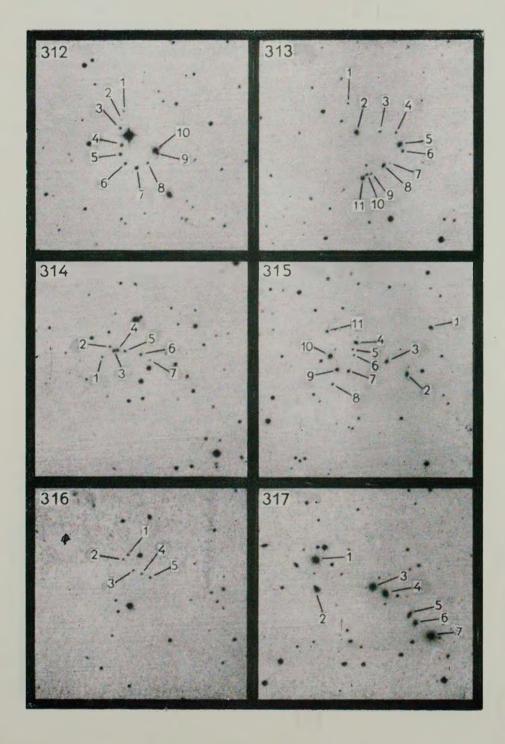
ЛИТЕРАТУРА

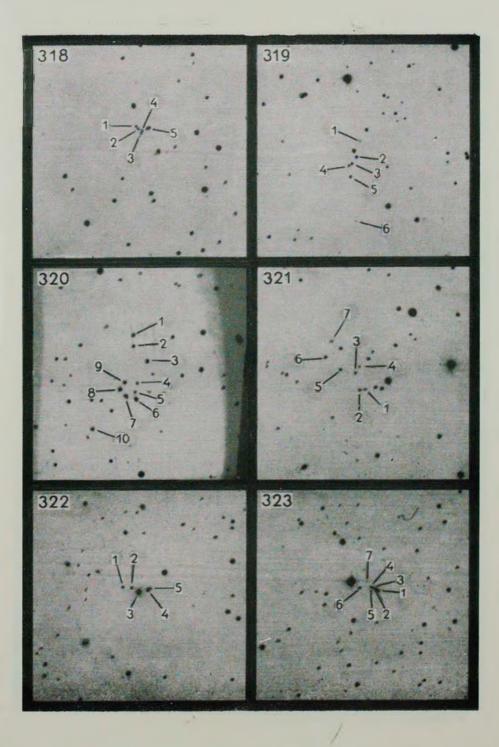
- 1. Р. К. Шахбаяян, Астрофизика, 9, 497, 1973.
- 2. Р. К. Шахбазян, М. Б. Петросян, Астрофизика, 10, 13, 1974.
- 3. Ф. В. Байер, М. Б. Петросян, Г. Тирш, Р. К. Шахбазян, Астрофизика, 10, 327, 1974.
- 4. М. Б. Петросян. Астрофизика, 10, 471, 1974.
- 5. Ф. В. Байер, Г. Тирш, Астрофизика, 11, 221, 1975.
- 6. Ф. В. Байер, Г. Тирш. Астрофизика, 12, 7, 1976.
- 7. Ф. В. Байер, Г. Тирш, Астрофизика, 12, 409, 1976.
- 8. V. A. Ambartsumian, H. C. Arp. A. A. Hoag, L. V. Mirzoyan, Астрофивика. 11, 193, 1975.
- 9. H. Tiersch, Astron. Nachr., 297, 301, 1976.

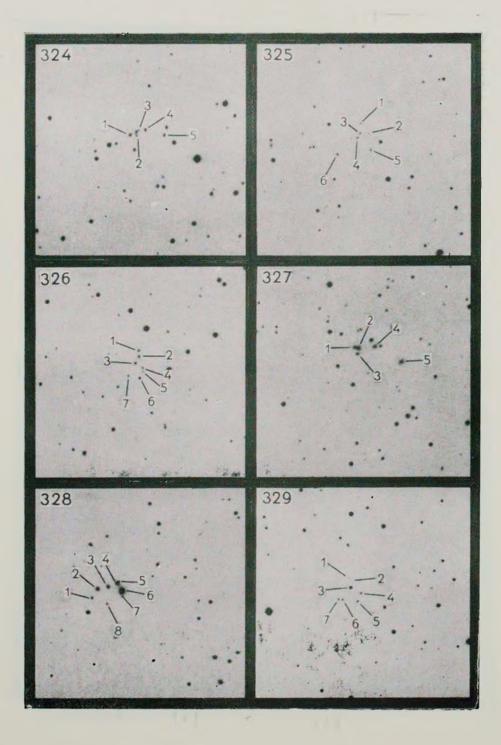
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

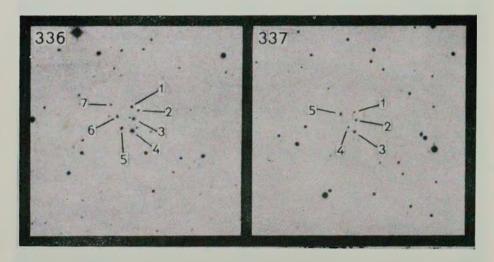
Север сверху. Восток слева. Масштаб 1 мм 89.











К ст. Ф. Байера, Г. Тирша

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

выпуск 2

УДК 523,164

НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОВСПЫШЕК ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ ПЛЕЯДЫ НА ЧАСТОТЕ 327 Мгц

В. А. САНАМЯН, В. Р. ВЕНУГОПАЛ, О. С. ЧАВУШЯН

Поступила 8 июля 1977 Пересмотрена 14 февраля 1978

Приводятся результаты радионаблюдений вспышек звезд в области Плеяд, проведенных в 1973—1974 гг. на частоте 327 Мгу с помощью Ути-радиотелескопа. Одновременные оптические наблюдения проводились в Бюраканской и Абастуманской обсерваториях. В пяти случаях оптические вспышки звезд находились в переделах диаграммы направленности антенны радиотелескопа. Все они в оптическом диапазоне имели довольно высокую светимость, однако на частоте 327 Мгу ни в одном случае величина сигнала не превышала предел чувствительности радиотелескопа. Сравнение данных наших наблюдений с данными радионаблюдений звезды Т53b Плеяд не показывает определенной корреляции между энергиями вспышек в радио и оптических диапазонах. Обсуждается также природа возникновения ряда интенсивных радиосигналов вспышечного характера, которые записывались при наблюдениях указанной выше области, однако в тех интервалах времени, когда параллельные оптические наблюдения не проводились.

Наличие мощных солнечных радиовспышек послужило основанием для поиска радиовспышек у других звезд, прежде всего у звезд, проявляющих активность в видимой части спектра. Первые успешные наблюдения делались для соседних с Солнцем звезд типа UV Кита на частотах 240 и $408\ Mzy$ [1—5].

Одновременные оптические и радионаблюдения звезд типа UV Кита недавно проводились на частотах 318 и 430 Мгц [6]. За 58 часов наблюдений были зарегистрированы 62 оптические и 13 радиовспышек. Данные этих наблюдений показали, что связь между радио и оптическими вспышками этих звезд сложная. Не наблюдается какой-либо корреляции между радио и оптическими параметрами вспышки, такими, как мощность взрыва, время максимума вспышки, продолжительность вспышки и т. д.

Более перспективными представляются наблюдения молодых звездных агрегатов, в которых имеется много вспыхивающих звезд и вероятность

того, что в сравнительно коротком интервале времени могут вспыхнуть не-сколько звезд, большая.

Впервые вопросом радиовспышек звезд в звездных агрегатах заинтересовались австралийские радиоастрономы [7-8]. Они на частотах 136. 170 и 408 $M{
m cg}$ с помощью Паркского радиотелескопа наблюдали радиовспышки звезд в звездном агрегате Орион. В 1963 г. и 1968 г. они зарегистрировали 9 вероятных случаев радиовспышек звезд в этом агрегате.

В Бюраканской обсерватории, где интенсивно занимаются изучением вспыхивающих звезд в звездных агрегатах, в частности в Плеядах [9—13], тоже возник естественный интерес выяснить, проявляют ли звезды в агрегатах вспышечную активность также в радиодиапазоне, в частности на метровых длинах волн?

Первая попытка наблюдать радиовспышки звезд в Плеядах делалась на частотах 170 и 327 Mzy [14]. Хотя эффективное время этих наблюдений было всего 8 часов, тем не менее был зарегистрирован вероятный случай радиовспышки звезды Т53b на частоте 170 Mzy.

Другая серия наблюдений радиовспышек звезд в Плеядах, о результатах которых будет идти речь в настоящей статье, проводилась на частоте 327 Мгц с помощью индийского радиотелескопа в Утакамунде (Уги-радиотелескоп) [15] в 1973 г. и 1974 г. Одновременные оптические наблюдения проводились в Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армянской ССР и в Абастуманской астрофизической обсерватории АН Грузинской ССР.

Радионаблюдения. Для проведения исследования радиовспышек звезд в звездных агрегатах наиболее удобными являются радиотелескопы, обладающие высокой чувствительностью, возможностью продолжительного слежения и сравнительно широкой диаграммой антенны. С этой точки зрения выбранный нами Ути-радиотелескоп является одним из наиболее подходящих радиотелескопов в метровом диапазоне.

Он имеет рекордную эффективную плошадь антенны ($\sim 8000~\text{м}^2$), высокую чувствительность приема ($\sim 0.2~\text{ед.}$ потока в режиме слежения), сравнительно широкую диаграмму антенны ($\sim 1.3~\text{кв.}$ градуса для склонения Плеяды) и возможность длительного слежения за источником радионзлучения ($\sim 9.5~\text{часов}$ в сутки).

Радионаблюдения области агрегата Плеяды проводились четырьмя сериями: с 26 сентября по 3 октября 1973 г., с 25 октября по 3 ноября 1973 г., с 14 октября по 20 октября 1974 г. и с 14 ноября по 19 ноября 1974 г.

Все наблюдения проводились методом слежения. Антенна направлялась на звезду Альцион ($\alpha_{1900}=3^{14}1^{m}30$ 5, $\delta_{1900}=23$ 47'45") и непрерывно следила за ней в течение 8—9 часов в сутки. Для оценки ве-

личины сигнала ожидаемой радиовспышки каждый день, в начале и в конце наблюдения, записывался сигнал эталонного радиоисточника. В качестве эталонных источников использовались радиоисточники 3С 43, 138, 190, 241, 361 и 436, величины радиопотоков которых на частоте 327 Мгц измерены с высокой точностью.

Оптические наблюдения. Одновременные оптические наблюдения проводились на 40 и 21" телескопах системы Шмидта Бюраканской обсерватории и на 28" телескопе системы Максутова Абастуманской обсерватории. Поле зрения 40, 28 и 21" телескопов составляет соответственно 18, 22 и 25 кв. градуса. Все оптические наблюдения проводились методом, подробно описанным в [16].

Результаты наблюдений. Даты и интервалы радио и оптических наблюдений по всемирному времени приведены в табл. 1. Эффективное время радионаблюдений области Плеяд составляло 210 часов. Суммарное время наблюдений на всех трех оптических телескопах составляло 144 часа, из которых 64 чася перекрывались на двух или всех трех телескопах, а 80 чаcos — независимые.

За время совместных радно и оптических наблюдений были зарегистрированы около 30 оптических вспышек в Плеядах. Из них 5 вспышек звезд попали в область, охваченную диаграммой антенны радиотелескопа. Эта область, с учетом склонения Плеяд и первых боковых лепестков крайних лучей диаграммы антенны в плоскости скопления, ограничена пределами: $03^{\rm h}37^{\rm m}$ $\alpha < 03^{\rm h}46^{\rm m}$ и $23^{\rm m}26' < \delta < 24^{\rm m}29'$. Список этих звезд и характеристики их вспышек приведены в табл. 2. Для сравнения там же приведены характеристики вспышки звезды Т53b Плеяд. Во втором столбие табл. 2 приведены номера вспыхивающих звезд в Плеядах по единой системе нумерации [17], в седьмом — величины усредненной по времени экспозиции светимости вблизи максимума (L_{\max}), которая определяется согласно работе [18]. Величины коэффициентов плотности излучения брались из [19].

Как показывают данные табл. 2, все обнаруженные нами оптические вспышки были достаточно мощными. Их светимость в максимуме составляла 3·10³⁰ эрг/сек. На один порядок больше светимость имела вспышка звезды T53b Плеяд. У звезд Ориона наблюдались вспышки, светимости которых в максимуме блеска были на один-два порядка больше [7, 8], а у звезд типа UV Кита, наоборот, на один-два порядка меньше [3].

Ни в одном из пяти наблюденных нами случаев оптических вспышек, при самом тщательном осмотре записей, не было обнаружено замотного превышения радиосигнала над нормальными шумами радиометра. Кроме того, у звезды № 55, принадлежащей агрегату Гиады, расстояние которой

Таблица 1 даты и интервалы радио и оптических наблюдений области звездного скопления плеяды

	Время наблюдений (UT)						
	Радио на 327 Миц в Утакамунде		Оптические				
Дата			в Бюр	акане	в Абастумани		
	ОКВРВН	конец	начало	коней	окврвн	конец	
25/26.09.1973	18 ^h 20 ^m	01 ^h 00 ^m	20 ^h 16 ⁱⁿ	01 ^h 40 ^m	-	-	
26/27	18 30	02 30	_	-	22 ^h 22 ^m	01 ^h 11 ^m	
27/28	18 00	00 40	20 30	01 40	20 56	01 16	
28/29	20 30	00 30	20 30	01 45	20 48	01 07	
2/ 3.10 "	20 30	04 30		_	20 57	00 51	
30/31,	19 15	20 05		_	20 37	00 57	
25/26	15 30	02 30	_	_		_	
26/27 "	15 30	02 30			19 23	00 58	
27/28 "	16 30	01 30	18 31	01 26	19 23	23 45	
28/29 " "	15 30	02 30	18 11	19 12		_	
29/30 " "	15 30	02 15			_	_	
30/31 " "	15 30	01 30	_			_	
31 " "	15 30	20 30		_	_	_	
1/2 " "	15 30	01 30	_	_	_	_	
2/3 " "	16 30	01 30	_		_	_	
3 ""	16 00	17 30	-	_	_	-	
14/15.10.1974	16 15	01 30	22 00	01 46	18 22	01 04	
15/16 "	15 45	01 30	20 08	22 08	18 08	02 01	
16/17	19 30	01 00	19 19	02 00	18 00	01 56	
17/18	15 15	02 30	18 49	01 58	18 00	01 39	
18/19	16 40	01 30	19 00	02 08	18 00	00 12	
19/20 " "	16 30	02 45	20 28	02 00	18 00	01 17	
20/21 " "	17 00	02 45	19 39	02 12	18 00	01 17	
13/14.11.1974	15 00	01 45	_	-	_	_	
14/15	14 30	01 45	_		_	_	
15/16 " "	16 30	01 30	_	_	_	-	
16/17	17 15	01 00	22 05	23 06	_		
18/19 " "	16 30	01 30	-	-		_	
19/20.11	17 45	00 45	_	_		-	

(40 пс) в 3 раза меньше, чем расстояние до Плеяд и показавшей достаточно мощную оптическую вспышку, тоже не наблюдалась радиовспышка. Таким образом, при всех приведенных выше вспышках звезд величина радиопотока не превышала 3.10^{10} вт/м²гу стерадиан на частоте 327 Мгу. Для вспышки же звезды T53b эта величина составляла 4.5. 10^{12} вт/м²гу стерадиан на частоте 170 Мгу [14].

Таблица 2

Дата	ж Му	Время мак- симума вспышки (UT)	Звездная величина в минимуме (трк)	Амплитуда вспышки (Δm_{pg})	10 ⁻³⁰ ×L _{тах} (эрг сек)	Телескоп
27.10.1973	172	22 51	18.6 18.6	3.5 3.5	5.2 5.2	28" 21
18.10.1974	335	21 26 21 22	18.1 16.9	2.1 1.0	1.4	40 21
20.10.1574	104	22 07 22 02	19.5 18.5	4.5 3.2	4.3 4.4	40 21
	120	23 27 23 31	19.9 18.9	6.1 4.6	1.3 1.1	40 21
21.10.1974	55	00 04	16.9 15.9	2.6 1.9	2.5 4.1	40 21
2.10.1972 14	Т53Ь	_	22 21	8.5 5.5	17.3	

Сравнение этих данных с данными табл. 2 показывает, что в видимой области спектра светимости вблизи максимума вспышки звезд, принадлежащих к Плеядам, в том числе и у звезды Т53b, отличаются друг от друга не более, чем в 5—10 раз. Между тем, радиосветимость у звезды Т53b при вспышке на частоте 170 Мгу вблизи максимума оказалась более чем в 100 раз выше, чем у других звезд этого же агрегата на частоте 327 Мгу. Как было отмечено, ни в одном из пяти случаев вспышек на частоте 327 Мгу не был зарегистрирован заметный радиосигнал, и это в том случае, когда чувствительность Ути-радиотелескопа на частоте 327 Мгу была в 50 раз больше по сравнению с чувствительностью радиотелескопа в обсерватории Вермилион Ривер на частоте 170 Мгу. У звезд Ориона такое расхождение не наблюдается. Здесь и радио, и оптические светимости не так заметно отличаются у разных звезд агрегата [7, 8],

Если попытаться объяснить такое расхождение отношений радио и оптической светимостей у разных вспыхивающих звезд Плеяд различием спектров радиовспышек, то придется допустить, что спектральные кривые столь крутые, что в интервале частот 170—327 M_{2} , спектральный индекс больше 10.

Поскольку это маловероятно, то приходится принимать, что выводы [6] справедливы и для вспыхивающих звезд агрегатов, т. е. что не существует определенной корреляции между энергиями и другими параметрами радио и оптических вспышек звезд.

О случаях приема сигналов вспышечного характера из области Плеяд. В этом разделе анализируются те случаи приема сигналов внеземного происхождения, которые наблюдались на 327 Мгц из области Плеяд в периоды, когда по разным причинам одновременные оптические наблюдения не проводились. Таких случаев было пять. Их записи приведены на рис. 1.

Внеземное происхождение этих сигналов, по нашему мнению, не вызывает сомнения, так как распределение их знаков на выходе соответствующих каналов радиометра соответствует прохождению через антенну радиотелескопа природного космического радиоисточника. Аппаратурные неустойчивости, внешние радиопомехи или сигналы от космических искусственных аппаратов, как отмечалось в [20], не могут вызывать таких отклонений на выходе радиометра. Отрицательный знак сигнала события $N_{\rm P}$ 5 на 12-м луче и отсутствие его на других лучах свидетельствуют о том, что положение источника по склонению было смещено относительно 12-го лепестка диаграммы антенны на угол, равный углу между двумя соседними лепестками.

Поскольку эти сигналы внеземные и идут от направления агрегата Плеяды, то вполне логично их отнести к радиовспышкам звезд этого агрегата. Продолжительность, величина и характер зарегистрированных сигналов не противоречат такому предположению. Однако это еще не является достаточным аргументом, чтобы указанные события окончательно отнести к звездным вспышкам. Для этого требуется иметь данные параллельных оптических наблюдений или данные радионаблюдений, проведенных на двух и более разнесенных (в пространстве или по частоте) радиотелескопах.

Тот факт, что указанные события имели место именно тогда, когда не проводились оптические наблюдения, можно считать случайностью. поскольку время радионаблюдений намного превышало время оптических наблюдений.

При анализе данных этих случаев нужно учесть и следующее, весьма важное обстоятельство. С помощью использованных нами оптических телескопов вспышки можно обнаружить только тогда, когда их амплитуда превышает 0.5-0°6. Следовательно, если вспыхнет какая-либо сравнительно яркая звезда (например, 10—11-й величины) с такой, или в десять раз большей абсолютной энергией вспышки, что и слабые звезды с амплитудой ~ 0 °6, то ее нельзя будет обнаружить вследствие малости амплитуды вспышки.

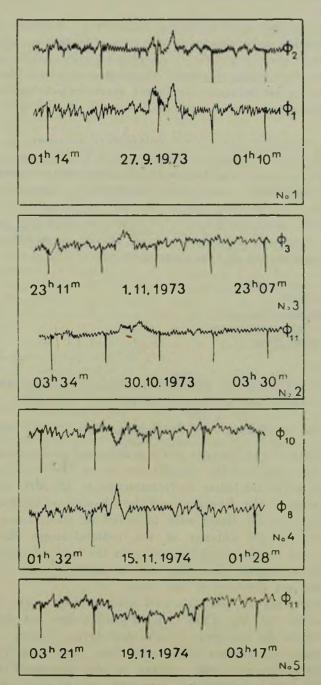


Рис. 1. Запись пяти интересных случаев приема сигнала внеземнего происхождения на частоте 327 Mig.

Между тем, при таких вспышках выделяется огромное количество энергии в видимой части спектра и, вероятно, в диапазоне радиоволи. Хорошим аналогом для этого является наличие мощных радиовспышек Солнца, при почти незаметном изменении его видимого блеска. Не исключена возможность, что наблюдавшиеся события являются результатом вспышек таких ярких звезд в большом масштабе.

Авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну, профессору Г. Сварупу и профессору Л. В. Мирзояну за обсуждение и ценные указания, сотрудникам Бюраканской обсерватории Г. Б. Ога иян и Л. К. Ерастовой и сотруднику Абастуманской обсерватории Р. Ш. Нацвлишвили за любезное предоставление результатов их оптических наблюдений, а также сотрудникам Радиоастрономического центра Тата Института фундаментальных исследований Индии за помощь при проведении радионаблюдений на Ути-радиотелескопе.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Радиоастрономический центр
Тата Института фундаментальных исследований. Индия

OBSERVATIONS OF RADIO FLARES OF STARS IN THE REGION OF THE PLEIADES AT 327 MHz

V. A. SANAMIAN, V. R. VENUGOPAL, H. S. CHAVUSHIAN

The results of simultaneous radio and optical observations of flares of stars in the region of the Pleiades are given. The radio observations were carried out on the Indian Radiotelescope at 327 MHz and the optical observations at the Byurakan and the Abastumani Observatories. In five cases the optical flares were observed on stars, being within the beam pattern of the antenna of the radiotelescope. All mentioned flares have had a rather high luminosity in the optical range. However at 327 MHz a singnal exceeding the sensitivity limit of the radio telescope was not observed in any case.

The comparison of our data with that of other radio observations obtained earlier for the T53b in the Pleiades does not show any correlation between the energies of radio and optical flares.

The nature of a number of intensive flare type radio signals originating in the above-mentioned regions is also discussed in the paper. The recorded signals correspond, however, to the time intervals when simultaneous optical observations were not carried out.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. B. Lovell. Observatory, 81, 191, 1964.
- 2. B. Lovell, L. H. Solomon, Observatory, 86, 16, 1466.
- 3. B. Lovell, P. F. Chugainov, Nature, 203, 1213, 1964.
- 4. F. L. Whippl, L. H. Solomon, Nature, 198, 228, 1963.
- 5. C. S. Higgins, L. H. Solomon, F. M. Buteson, Austr. J. Phys., 21, 725, 1968.
- 6. S.R. Spangler, T. I. Moffet, Ap. J., 203, 497, 1976.
- 7. O. B. Stee, C. S. Hoggins, Austr. J. Phys., 24, 247, 1971.
- 8. O. B. Slee, C. S. Higgins, C. R. Roslund, G. Linga, Nature, 244, 1087, 1969.
- В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова Астрофизика, 6, 7, 1970.
- В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова Астрофизика 7, 319, 1971.
- В. А. Амбаруумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова
 Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, Астрофизика, 8, 485, 1972.
- В. А. Амбарцимян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова,
 Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, И. И. Янкович, Астрофизика, 9, 461, 1973.
- Л. В. Мирвоян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Г. Б. Оганян, Н. Д. Меликян,
 Р. Ш. Нацвлишвили, М. К. Цветков, Астрофизика, 13, 205, 1977.
- H. M. Towmassian, G. Haro, J. C. Weber, G. W. Swensen, K. S. Young, K. M. Yoss, D. Deming, F. R. Green, Astrofizika, 10, 337, 1974.
- G. Swarup, N. V. G. Sarma, N. M. Yoshi, V. K. Kaphai, D. S. Bagri,
 S. H. Damle, S. Anathunkrishnan, V. Balusubramanian, S. S. Bhave,
 R. P. Sinha, Nature, 230, 185, 1971.
- G. Haro, E. Chavira, Vistas in Astronomy, 8, ed. A. Beer and K. A. Strand, Pergamon Press, London, 1964, p. 89.
- G. Haro, Stars and Stellar Systems, 7, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, University of Chicago Press, Chicago, 1968, p. 141.
- 18. В. И. Краснобабцев. Р. Е. Гершберг, Изв. Крымской обс., 53, 154, 1975.
- 19. Р. Е. Гершбер:, П. Ф. Чугайнов, Изв. Крымской обс., 40, 7, 1969.
- 20. В. А. Санамян. Сообш. Бюраканской обс. (в печати).

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

выпуск 2

УДК 523,164

НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОВСПЫШЕК ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ ПЛЕЯДЫ НА ЧАСТОТЕ 327 Мгц

В. А. САНАМЯН, В. Р. ВЕНУГОПАЛ, О. С. ЧАВУШЯН

Поступила 8 июля 1977 Пересмотрена 14 февраля 1978

Приводятся результаты радионаблюдений вспышек звезд в области Плеяд, проведенных в 1973—1974 гг. на частоте 327 Мгу с помощью Ути-радиотелескопа. Одновременные оптические наблюдения проводились в Бюраканской и Абастуманской обсерваториях. В пяти случаях оптические вспышки звезд находились в переделах диаграммы направленности антенны радиотелескопа. Все они в оптическом диапазоне имели довольно высокую светимость, однако на частоте 327 Мгу ни в одном случае величина сигнала не превышала предел чувствительности радиотелескопа. Сравнение данных наших наблюдений с данными радионаблюдений звезды Т53b Плеяд не показывает определенной корреляции между энергиями вспышек в радио и оптических диапазонах. Обсуждается также природа возникновения ряда интенсивных радиосигналов вспышечного характера, которые записывались при наблюдениях указанной выше области, однако в тех интервалах времени, когда параллельные оптические наблюдения не проводились.

Наличие мощных солнечных радиовспышек послужило основанием для поиска радиовспышек у других звезд, прежде всего у звезд, проявляющих активность в видимой части спектра. Первые успешные наблюдения делались для соседних с Солнцем звезд типа UV Кита на частотах 240 и $408\ Mzy$ [1—5].

Одновременные оптические и радионаблюдения звезд типа UV Кита недавно проводились на частотах 318 и 430 Мгц [6]. За 58 часов наблюдений были зарегистрированы 62 оптические и 13 радиовспышек. Данные этих наблюдений показали, что связь между радио и оптическими вспышками этих звезд сложная. Не наблюдается какой-либо корреляции между радио и оптическими параметрами вспышки, такими, как мощность взрыва, время максимума вспышки, продолжительность вспышки и т. д.

Более перспективными представляются наблюдения молодых звездных агрегатов, в которых имеется много вспыхивающих звезд и вероятность

того, что в сравнительно коротком интервале времени могут вспыхнуть не-сколько звезд, большая.

Впервые вопросом радиовспышек звезд в звездных агрегатах заинтересовались австралийские радиоастрономы [7-8]. Они на частотах 136. 170 и 408 $M{
m cg}$ с помощью Паркского радиотелескопа наблюдали радиовспышки звезд в звездном агрегате Орион. В 1963 г. и 1968 г. они зарегистрировали 9 вероятных случаев радиовспышек звезд в этом агрегате.

В Бюраканской обсерватории, где интенсивно занимаются изучением вспыхивающих звезд в звездных агрегатах, в частности в Плеядах [9—13], тоже возник естественный интерес выяснить, проявляют ли звезды в агрегатах вспышечную активность также в радиодиапазоне, в частности на метровых длинах волн?

Первая попытка наблюдать радиовспышки звезд в Плеядах делалась на частотах 170 и 327 Mzy [14]. Хотя эффективное время этих наблюдений было всего 8 часов, тем не менее был зарегистрирован вероятный случай радиовспышки звезды Т53b на частоте 170 Mzy.

Другая серия наблюдений радиовспышек звезд в Плеядах, о результатах которых будет идти речь в настоящей статье, проводилась на частоте 327 Мгц с помощью индийского радиотелескопа в Утакамунде (Уги-радиотелескоп) [15] в 1973 г. и 1974 г. Одновременные оптические наблюдения проводились в Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армянской ССР и в Абастуманской астрофизической обсерватории АН Грузинской ССР.

Радионаблюдения. Для проведения исследования радиовспышек звезд в звездных агрегатах наиболее удобными являются радиотелескопы, обладающие высокой чувствительностью, возможностью продолжительного слежения и сравнительно широкой диаграммой антенны. С этой точки зрения выбранный нами Ути-радиотелескоп является одним из наиболее подходящих радиотелескопов в метровом диапазоне.

Он имеет рекордную эффективную плошадь антенны ($\sim 8000~\text{м}^2$), высокую чувствительность приема ($\sim 0.2~\text{ед.}$ потока в режиме слежения), сравнительно широкую диаграмму антенны ($\sim 1.3~\text{кв.}$ градуса для склонения Плеяды) и возможность длительного слежения за источником радионзлучения ($\sim 9.5~\text{часов}$ в сутки).

Радионаблюдения области агрегата Плеяды проводились четырьмя сериями: с 26 сентября по 3 октября 1973 г., с 25 октября по 3 ноября 1973 г., с 14 октября по 20 октября 1974 г. и с 14 ноября по 19 ноября 1974 г.

Все наблюдения проводились методом слежения. Антенна направлялась на звезду Альцион ($\alpha_{1900}=3^{14}1^{m}30$ 5, $\delta_{1900}=23$ 47'45") и непрерывно следила за ней в течение 8—9 часов в сутки. Для оценки ве-

личины сигнала ожидаемой радиовспышки каждый день, в начале и в конце наблюдения, записывался сигнал эталонного радиоисточника. В качестве эталонных источников использовались радиоисточники 3С 43, 138, 190, 241, 361 и 436, величины радиопотоков которых на частоте 327 Мгц измерены с высокой точностью.

Оптические наблюдения. Одновременные оптические наблюдения проводились на 40 и 21" телескопах системы Шмидта Бюраканской обсерватории и на 28" телескопе системы Максутова Абастуманской обсерватории. Поле зрения 40, 28 и 21" телескопов составляет соответственно 18, 22 и 25 кв. градуса. Все оптические наблюдения проводились методом, подробно описанным в [16].

Результаты наблюдений. Даты и интервалы радио и оптических наблюдений по всемирному времени приведены в табл. 1. Эффективное время радионаблюдений области Плеяд составляло 210 часов. Суммарное время наблюдений на всех трех оптических телескопах составляло 144 часа, из которых 64 чася перекрывались на двух или всех трех телескопах, а 80 чаcos — независимые.

За время совместных радно и оптических наблюдений были зарегистрированы около 30 оптических вспышек в Плеядах. Из них 5 вспышек звезд попали в область, охваченную диаграммой антенны радиотелескопа. Эта область, с учетом склонения Плеяд и первых боковых лепестков крайних лучей диаграммы антенны в плоскости скопления, ограничена пределами: $03^{\rm h}37^{\rm m}$ $\alpha < 03^{\rm h}46^{\rm m}$ и $23^{\rm m}26' < \delta < 24^{\rm m}29'$. Список этих звезд и характеристики их вспышек приведены в табл. 2. Для сравнения там же приведены характеристики вспышки звезды Т53b Плеяд. Во втором столбие табл. 2 приведены номера вспыхивающих звезд в Плеядах по единой системе нумерации [17], в седьмом — величины усредненной по времени экспозиции светимости вблизи максимума (L_{\max}), которая определяется согласно работе [18]. Величины коэффициентов плотности излучения брались из [19].

Как показывают данные табл. 2, все обнаруженные нами оптические вспышки были достаточно мощными. Их светимость в максимуме составляла 3·10³⁰ эрг/сек. На один порядок больше светимость имела вспышка звезды T53b Плеяд. У звезд Ориона наблюдались вспышки, светимости которых в максимуме блеска были на один-два порядка больше [7, 8], а у звезд типа UV Кита, наоборот, на один-два порядка меньше [3].

Ни в одном из пяти наблюденных нами случаев оптических вспышек, при самом тщательном осмотре записей, не было обнаружено замотного превышения радиосигнала над нормальными шумами радиометра. Кроме того, у звезды № 55, принадлежащей агрегату Гиады, расстояние которой

Таблица 1 даты и интервалы радио и оптических наблюдений области звездного скопления плеяды

	Время наблюдений (UT)						
	Радио на 327 Миц в Утакамунде		Оптические				
Дата			в Бюр	акане	в Абастумани		
	ОКВРВН	конец	начало	коней	окврвн	конец	
25/26.09.1973	18 ^h 20 ^m	01 ^h 00 ^m	20 ^h 16 ⁱⁿ	01 ^h 40 ^m	-	-	
26/27	18 30	02 30	_	-	22 ^h 22 ^m	01 ^h 11 ^m	
27/28	18 00	00 40	20 30	01 40	20 56	01 16	
28/29	20 30	00 30	20 30	01 45	20 48	01 07	
2/ 3.10 "	20 30	04 30		_	20 57	00 51	
30/31,	19 15	20 05		_	20 37	00 57	
25/26	15 30	02 30	_	_		_	
26/27 "	15 30	02 30			19 23	00 58	
27/28 "	16 30	01 30	18 31	01 26	19 23	23 45	
28/29 " "	15 30	02 30	18 11	19 12		_	
29/30 " "	15 30	02 15			_	_	
30/31 " "	15 30	01 30	_			_	
31 " "	15 30	20 30		_	_	_	
1/2 " "	15 30	01 30	_	_	_	_	
2/3 " "	16 30	01 30	_		_	_	
3 ""	16 00	17 30	-	_	_	-	
14/15.10.1974	16 15	01 30	22 00	01 46	18 22	01 04	
15/16 "	15 45	01 30	20 08	22 08	18 08	02 01	
16/17	19 30	01 00	19 19	02 00	18 00	01 56	
17/18	15 15	02 30	18 49	01 58	18 00	01 39	
18/19	16 40	01 30	19 00	02 08	18 00	00 12	
19/20 " "	16 30	02 45	20 28	02 00	18 00	01 17	
20/21 " "	17 00	02 45	19 39	02 12	18 00	01 17	
13/14.11.1974	15 00	01 45	_	-	_	_	
14/15	14 30	01 45	_		_	_	
15/16 " "	16 30	01 30	_	_	_	-	
16/17	17 15	01 00	22 05	23 06	_		
18/19 " "	16 30	01 30	-	-		_	
19/20.11	17 45	00 45	_	_		-	

(40 пс) в 3 раза меньше, чем расстояние до Плеяд и показавшей достаточно мощную оптическую вспышку, тоже не наблюдалась радиовспышка. Таким образом, при всех приведенных выше вспышках звезд величина радиопотока не превышала 3.10^{10} вт/м²гу стерадиан на частоте 327 Мгу. Для вспышки же звезды T53b эта величина составляла 4.5. 10^{12} вт/м²гу стерадиан на частоте 170 Мгу [14].

Таблица 2

Дата	ж Му	Время мак- симума вспышки (UT)	Звездная величина в минимуме (трк)	Амплитуда вспышки (Δm_{pg})	10 ⁻³⁰ ×L _{тах} (эрг сек)	Телескоп
27.10.1973	172	22 51	18.6 18.6	3.5 3.5	5.2 5.2	28" 21
18.10.1974	335	21 26 21 22	18.1 16.9	2.1 1.0	1.4	40 21
20.10.1574	104	22 07 22 02	19.5 18.5	4.5 3.2	4.3 4.4	40 21
	120	23 27 23 31	19.9 18.9	6.1 4.6	1.3 1.1	40 21
21.10.1974	55	00 04	16.9 15.9	2.6 1.9	2.5 4.1	40 21
2.10.1972 14	Т53Ь	_	22 21	8.5 5.5	17.3	

Сравнение этих данных с данными табл. 2 показывает, что в видимой области спектра светимости вблизи максимума вспышки звезд, принадлежащих к Плеядам, в том числе и у звезды Т53b, отличаются друг от друга не более, чем в 5—10 раз. Между тем, радиосветимость у звезды Т53b при вспышке на частоте 170 Мгу вблизи максимума оказалась более чем в 100 раз выше, чем у других звезд этого же агрегата на частоте 327 Мгу. Как было отмечено, ни в одном из пяти случаев вспышек на частоте 327 Мгу не был зарегистрирован заметный радиосигнал, и это в том случае, когда чувствительность Ути-радиотелескопа на частоте 327 Мгу была в 50 раз больше по сравнению с чувствительностью радиотелескопа в обсерватории Вермилион Ривер на частоте 170 Мгу. У звезд Ориона такое расхождение не наблюдается. Здесь и радио, и оптические светимости не так заметно отличаются у разных звезд агрегата [7, 8],

Если попытаться объяснить такое расхождение отношений радио и оптической светимостей у разных вспыхивающих звезд Плеяд различием спектров радиовспышек, то придется допустить, что спектральные кривые столь крутые, что в интервале частот 170—327 M_{2} , спектральный индекс больше 10.

Поскольку это маловероятно, то приходится принимать, что выводы [6] справедливы и для вспыхивающих звезд агрегатов, т. е. что не существует определенной корреляции между энергиями и другими параметрами радио и оптических вспышек звезд.

О случаях приема сигналов вспышечного характера из области Плеяд. В этом разделе анализируются те случаи приема сигналов внеземного происхождения, которые наблюдались на 327 Мгц из области Плеяд в периоды, когда по разным причинам одновременные оптические наблюдения не проводились. Таких случаев было пять. Их записи приведены на рис. 1.

Внеземное происхождение этих сигналов, по нашему мнению, не вызывает сомнения, так как распределение их знаков на выходе соответствующих каналов радиометра соответствует прохождению через антенну радиотелескопа природного космического радиоисточника. Аппаратурные неустойчивости, внешние радиопомехи или сигналы от космических искусственных аппаратов, как отмечалось в [20], не могут вызывать таких отклонений на выходе радиометра. Отрицательный знак сигнала события $N_{\rm P}$ 5 на 12-м луче и отсутствие его на других лучах свидетельствуют о том, что положение источника по склонению было смещено относительно 12-го лепестка диаграммы антенны на угол, равный углу между двумя соседними лепестками.

Поскольку эти сигналы внеземные и идут от направления агрегата Плеяды, то вполне логично их отнести к радиовспышкам звезд этого агрегата. Продолжительность, величина и характер зарегистрированных сигналов не противоречат такому предположению. Однако это еще не является достаточным аргументом, чтобы указанные события окончательно отнести к звездным вспышкам. Для этого требуется иметь данные параллельных оптических наблюдений или данные радионаблюдений, проведенных на двух и более разнесенных (в пространстве или по частоте) радиотелескопах.

Тот факт, что указанные события имели место именно тогда, когда не проводились оптические наблюдения, можно считать случайностью. поскольку время радионаблюдений намного превышало время оптических наблюдений.

При анализе данных этих случаев нужно учесть и следующее, весьма важное обстоятельство. С помощью использованных нами оптических телескопов вспышки можно обнаружить только тогда, когда их амплитуда превышает 0.5-0°6. Следовательно, если вспыхнет какая-либо сравнительно яркая звезда (например, 10—11-й величины) с такой, или в десять раз большей абсолютной энергией вспышки, что и слабые звезды с амплитудой ~ 0 °6, то ее нельзя будет обнаружить вследствие малости амплитуды вспышки.

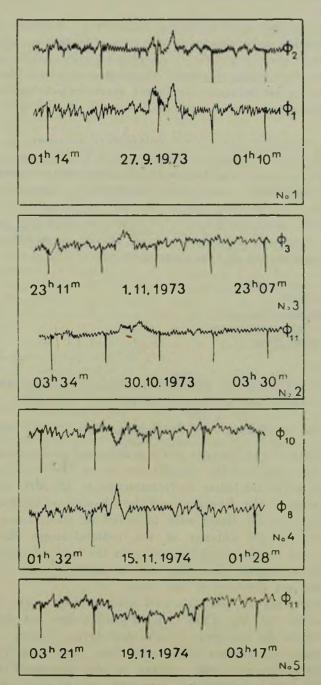


Рис. 1. Запись пяти интересных случаев приема сигнала внеземнего происхождения на частоте 327 Mig.

Между тем, при таких вспышках выделяется огромное количество энергии в видимой части спектра и, вероятно, в диапазоне радиоволи. Хорошим аналогом для этого является наличие мощных радиовспышек Солнца, при почти незаметном изменении его видимого блеска. Не исключена возможность, что наблюдавшиеся события являются результатом вспышек таких ярких звезд в большом масштабе.

Авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну, профессору Г. Сварупу и профессору Л. В. Мирзояну за обсуждение и ценные указания, сотрудникам Бюраканской обсерватории Г. Б. Ога иян и Л. К. Ерастовой и сотруднику Абастуманской обсерватории Р. Ш. Нацвлишвили за любезное предоставление результатов их оптических наблюдений, а также сотрудникам Радиоастрономического центра Тата Института фундаментальных исследований Индии за помощь при проведении радионаблюдений на Ути-радиотелескопе.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Радиоастрономический центр
Тата Института фундаментальных исследований. Индия

OBSERVATIONS OF RADIO FLARES OF STARS IN THE REGION OF THE PLEIADES AT 327 MHz

V. A. SANAMIAN, V. R. VENUGOPAL, H. S. CHAVUSHIAN

The results of simultaneous radio and optical observations of flares of stars in the region of the Pleiades are given. The radio observations were carried out on the Indian Radiotelescope at 327 MHz and the optical observations at the Byurakan and the Abastumani Observatories. In five cases the optical flares were observed on stars, being within the beam pattern of the antenna of the radiotelescope. All mentioned flares have had a rather high luminosity in the optical range. However at 327 MHz a singnal exceeding the sensitivity limit of the radio telescope was not observed in any case.

The comparison of our data with that of other radio observations obtained earlier for the T53b in the Pleiades does not show any correlation between the energies of radio and optical flares.

The nature of a number of intensive flare type radio signals originating in the above-mentioned regions is also discussed in the paper. The recorded signals correspond, however, to the time intervals when simultaneous optical observations were not carried out.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. B. Lovell. Observatory, 81, 191, 1964.
- 2. B. Lovell, L. H. Solomon, Observatory, 86, 16, 1466.
- 3. B. Lovell, P. F. Chugainov, Nature, 203, 1213, 1964.
- 4. F. L. Whippl, L. H. Solomon, Nature, 198, 228, 1963.
- 5. C. S. Higgins, L. H. Solomon, F. M. Buteson, Austr. J. Phys., 21, 725, 1968.
- 6. S.R. Spangler, T. I. Moffet, Ap. J., 203, 497, 1976.
- 7. O. B. Stee, C. S. Hoggins, Austr. J. Phys., 24, 247, 1971.
- 8. O. B. Slee, C. S. Higgins, C. R. Roslund, G. Linga, Nature, 244, 1087, 1969.
- В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова Астрофизика, 6, 7, 1970.
- В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова Астрофизика 7, 319, 1971.
- В. А. Амбаруумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова
 Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, Астрофизика, 8, 485, 1972.
- В. А. Амбарцимян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова,
 Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, И. И. Янкович, Астрофизика, 9, 461, 1973.
- Л. В. Мирвоян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Г. Б. Оганян, Н. Д. Меликян,
 Р. Ш. Нацвлишвили, М. К. Цветков, Астрофизика, 13, 205, 1977.
- H. M. Towmassian, G. Haro, J. C. Weber, G. W. Swensen, K. S. Young, K. M. Yoss, D. Deming, F. R. Green, Astrofizika, 10, 337, 1974.
- G. Swarup, N. V. G. Sarma, N. M. Yoshi, V. K. Kaphai, D. S. Bagri,
 S. H. Damle, S. Anathunkrishnan, V. Balusubramanian, S. S. Bhave,
 R. P. Sinha, Nature, 230, 185, 1971.
- G. Haro, E. Chavira, Vistas in Astronomy, 8, ed. A. Beer and K. A. Strand, Pergamon Press, London, 1964, p. 89.
- G. Haro, Stars and Stellar Systems, 7, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, University of Chicago Press, Chicago, 1968, p. 141.
- 18. В. И. Краснобабцев. Р. Е. Гершберг, Изв. Крымской обс., 53, 154, 1975.
- 19. Р. Е. Гершбер:, П. Ф. Чугайнов, Изв. Крымской обс., 40, 7, 1969.
- 20. В. А. Санамян. Сообш. Бюраканской обс. (в печати).

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

[ВЫПУСК 2

УДК 524.5

МИКРОСТРУКТУРЫ В ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ NGC 7293

С. Б. ВЛАДИМИРОВ, Г. С. ХРОМОВ Поступила 28 декабря 1977

Отпечаток изпестного снимка планетарной туманности NGC 7293, сделанного Р. Минковским, использован для получения картин эквиденсит двух участков внутренней границы кольца этого объекта. Исследована морфология раднальных волокон и ма лых конденсаций, наблюдающихся в NGC 7293.

Обнаружено, что в типичном случае волокна представляют собою несколько конденсаций, объединенных слабой оболочкой неправильных очертаний. Волокна не име от продолжений в ярком кольце туманности и не связаны со структурой ее внешнего края. Внутри кольца заметны многочисленные микроконденсации, являющиеся остатками волокон.

Волокна и конденсации в NGC 7293 могут быть реликтовыми образованиями, оставшимися от эпохи иопизации туманности. Они обнажаются при оттоке газа с ее внутренней поверхности и затем быстро рассеиваются. Оценены характерные размеры волокон и конденсаций, их относительная плотность и время жизни.

Введение. Около 10 лет назад Б. А. Воронцов-Вельяминов [1] обратил внимание на многочисленные радиальные волокна, видимые на лучших фотографиях южной планетарной туманности NGC 7293. Это оживило интерес к проблеме микроконденсаций в планетарных туманностях, существованием которых и ранее пытались объяснить некоторые неувязки в интерпретации спектров этих объектов.

Образования, подобные волокнам в NGC 7293, не могут быть особенностью только этого объекта. Несомненно, что нечто аналогичное должно существовать и в других планетарных туманностях. Лишь сравнительная близость NGC 7293 при достаточной поверхностной яркости предопределила открытие тонких радиальных структур именно в этом объекте.

В последние годы появилось несколько работ, посвященных интерпретации волокон в NGC 7293. Примечательно, что фактической основой этих исследований служила одна единственная фотография туманности в лучах

Н. : [N II], полученная Р. Минковским на 5-метровом телескопе при очень хороших изображениях. До сего времени мы не имеем ни столь же высококачественных новых фотографий NGC 7293, ни четкого представления о спектрах ее волокон.

Последнее — не удивительно, так как из-за слабости и тонкости волокон получение их спектров представляет очень сложную задачу. Впрочем, есть основания считать, что волокна не имеют радикальных спектральных отличий от наиболее ярких частей NGC 7293.

До получения новых фотографий волокон NGC 7293 и соответствующих спектрофотометрических данных, можно попытаться полнее использовать морфологическую информацию, содержащуюся в вышеупомянутой фотографии Р. Минковского.

Эквиденситы NGC 7293. Наилучшей основой морфологического исследования протяженных объектов являются картины изофот. Получить такую картину с должным разрешением для объекта очень больших угловых размеров путем непосредственного измерения негатива — довольно трудно. Поэтому, в случае NGC 7293, мы воспользовались методикой эквиденсит, которая в последние годы успешно применялась на астрономической обсерватории Софийского университета. Существенным достоинством метода является, в частности, возможность достижения предельного контраста.

Для получения эквиденсит NGC 7293 использовался отпечаток с фотографии Минковского, любезно присланный по нашей просьбе директором обсерваторий Хейла д-ром Х. Бэбкоком. Первичные копии с отдельных участков отпечатка получались с объективом «Тессар» 1:4.5/21 см на эмульсии ОРВО МО-1 с увеличением в несколько раз. Неравномерность освещения отпечатка далеко отнесенным источником света не превышала 0.08%. С каждой из первичных копий было получено по 15 контрастных отпечатков на эмульсии ОРВО FU-5 с различными экспозициями. Они использовались для построения эквиденсит, согласно методике, описанной в [2]. Толщины эквиденсит в масштабе оригинального негатива оказались около 10 мкм.

На этом пути, однако, встретились свои трудности. Во-первых, пластинка Р. Минковского, как выяснилось, не имела фотометрической калибровки. В результате, наши эквиденситы также не могли быть привязаны к шкале интенсивностей. Во-вторых, с морфологической точки зрения, смешение изображений в линиях Н и | N II | приводит к неоднозначностям: интенсивность линии Н определяется практически лишь плотностью среды, в то время как интенсивность красных запрещенных линий N II, очень ярких в NGC 7293, зависит как от плотности, так и от состояния ионизации азота. Наконец, используя только один отпечаток с единственного негатива, мы не застрахованы от появлений ложных деталей, вызванных зер-

ном или дефектами эмульсии. Все это снижает возможности метода, делая результаты сугубо качественными.

На рис. 1b и 1c приведены полученные нами картины эквиденсиг двух наиболее интересных областей кольца NGC 7293. Рис. 1a помогает понять, какие части изображения туманности представлены на двух предыдущих.

Структура волокон и микроконденсации. Полученные картины весьма сложны для понимания, как и любая достаточно полная морфологическая информация. Кроме того, следует помнить о неизбежных эффектах проективного наложения деталей, поскольку туманность полностью прозрачна в оптике. Например, именно проекцией мы склонны объяснять существование двух концентрических внутренних границ туманности, отчетливо видимых на рис. 1b и, несколько менее явно,— на рис. 1c.

Протяженные волокна обычно распадаются на две или более конденсациий, заключенных в сбщую слабую оболочку. В голове каждого волокна со стороны ядра туманности всегда имеется конденсация.

Поверхностная яркость волокна либо возрастает при приближении к основной структуре туманности — и тогда волокно сливается с нею, либо падает, и тогда наблюдается изолированное волокно, или просто отдельная конденсация со слабым ореолом.

Волокна не имеют отчетливого продолжения в более плотных частях туманности. Связи волокон со структурой внешнего края туманности проследить не удастся. Вблизи внешней границы туманности подобные вытянутые образования вообще не наблюдаются. Волокна можно считать радиальными лишь в первом приближении; на самом деле они достаточно нерегулярны и не всегда ориентированы строго по радиусу объекта.

По-видимому, волокна являются особенностью, свойственной лишь внутренней границе основной структуры туманности. Правда, в значительно меньшем количестве и при меньшем контрасте волокна наблюдаются и в кольце NGC 7293. Однако в этом случае нет уверенности, что они действительно принадлежат основной структуре туманности, а не проецируются на нее. Сама основная структура достаточно неоднородна, но характерный масштаб неоднородностей в ней значительно больше, а их контраст — меньше.

Наряду с некоторым количеством сравнительно ярких изолированных конденсаций и волокон, не вливающихся в основную структуру туманности, у ее внутренней границы и вблизи ядра заметны многочисленные слабые «микроконденсации». Они напоминают выродившиеся волокна, оболочки которых слишком слабы и потому не видны.

Характерные угловые размеры конденсаций в волокнах и ярких изолированных конденсаций составляют (с небольшим разбросом) 2.5. Микроконденсации имеют несколько меньшие размеры—порядка 1.5—2". Длины типичных волокон — около 10". Таким образом, относительные поперечники и длины волокоч соответственно равны 0.003 и 0.012 от среднего внешнего диаметра NGC 7293 (850"). Естественно, что в планетарных туманностях меньшего углового размера подобные образования просто неразличимы.

Надежно оценить плотность вещества в конденсациях и их оболочках по их относительной поверхностной яркости не удается — прежде всего из-за стсутствия фотометрических калибровок. По грубым прикидкам, плотность наиболее ярких конденсаций превышает среднюю плотность основной структуры NGC 7293 не более чем на порядок величины. Окончательный ответ на это вопрос могут дать только спектральные наблюдения.

О природе и происхождении волокон и микроконденсаций. Естественнее всего предположить, что волокна и конденсации в них образовались вследствие неустойчивости типа Релея—Тейлора при прохождении ионизационного фронта через холодную нейтральную молодую планетарную туманность. Подобный процесс рассмотрел Каприотти [3], показавший, что в результате действительно могут образовываться конденсации.

Попытка представить волокна как области тени, где из-за экранирующего воздействия головной конденсации ионизация понижена [4], едва ли обоснована. Во всяком случае против этой гипотезы говорят сравнительно нерегулярные очертания волокон, существование в них нескольких соосных конденсаций и отсутствие продолжения волокон в более плотные части туманности.

Не наблюдается явных признаков обдувания волокон и изолированных конденсаций в NGC 7293 звездным ветром от ее ядра. Действительно, в этом случае мы, вероятнее всего, видели бы более упорядоченные радиальные структуры, а головы конденсаций всегда имели бы резко выраженный внешний край.

В равной степени нет четких признаков того, что волокна погружены в достаточно плотный очень горячий и потому невидимый газ, который, гипотетически, мог бы заполнять внутренность планетарной туманности. В этом случае боковые границы волокон были бы более резкими, а сами волокна имели бы форму капель, с яркой и плотной конденсацией в голове и утончающимся хвостом.

Таким образом, мы возвращаемся к наиболее естественному объяснению, что волокна и конденсации в NGC 7293 есть реликтовые образования, оставшиеся от эпохи постепенной ионизации туманности. С точки зрения физических условий в них, это, вероятнее всего, полностью ионизованные структуры, примерно той же плотности и возбуждения, что и наиболее яркие части туманности.

Легко понять, что такие образования должны расширяться в окружающее их пространство под действием внутреннего давления. Следовательно, со временем волокна ослабевают и рассеиваются, а наиболее плотные их части—конденсации превращаются в небольшие и слабые изолированные сгустки вещества, подобные многочисленным микроконденсациям во внутренней части кольца NGC 7293.

Можно попытаться оценить время жизни волокон, воспользовавшись, например, теорией изотермического разлета газового облака, развитой в работе В. С. Имшеника [5]. Считая, что расстояние до NGC 7293 равно 44 пс (наша оценка), получаем, что характерный размер конденсаций в волокнах составляет примерно 1.5 · 1015 см. Их поверхностная яркость близка к поверхностной яркости плотных частей основной структуры туманности. Поверхностная яркость изолированных слабых микроконденсаций во внутренней части кольца NGC 7293 должна быть примерно на 1—1.5 порядка величины ниже, а их размер — примерно тот же.

Предполагая, что микроконденсации образовались из рассеявшихся конденсаций в волокнах, мы с помощью теории [5], можем оценить время, необходимое для того, чтобы поверхностная яркость такой конденсации упала в 10—30 раз. При различных предположениях о начале эпохи быстрого расширения волокон это время оказывается порядка десятков и сотен лет, т. е. в любом случае волокна и конденсации в них должны быть сравнительно короткоживущими образованиями. Повторение снимка Р. Минковского (на том же инструменте и с той же комбинацией «пластинка—фильтр») может дать однозначный ответ на вопрос о правильности развитых нами представлений и оценок.

Вывод о кратковременности существования волокон в наблюдаемой фазе приходит в противоречие со значительно более длительной шкалой существования самой туманности. Кроме того, нужно понять, почему они наблюдаются только на внутренней границе туманности.

В одной из наших прежних работ [6] мы попытались показать, что отделение планетарной туманности от ее ядра происходит с очень небольшой скоростью. Интенсивное расширение туманности начинается после завершения ее ионизации, когда она разлетается в окружающее пространство со скоростью порядка скорости звука в нонизованном газе. Соответствующий отток газа происходит и в направлении ядра туманности, с ее внутренней границы.

Поскольку туманность представляет собою тороидальное образование, разреженный газ скапливается внутри кольца. Там он частично аккрецируется ядром, а частично вытекает через незаполненные полярные области тора. Таким путем образуются характерные периферические структуры планетарных туманностей [7].

На фотографии NGC 7293, полученной на 3.6-метровом телескопе Европейской южной обсерватории, отчетливо видно облако слабо светящегося и, вероятно, разреженного газа, заполняющего внутренность кольца NGC 7293. Любопытно, что это облако имеет примерно круговые очертания, не смыкается с ярким кольцом туманности и имеет депрессию в радиусе около 40" вокруг ядра. Было бы крайне интересно получить спектр этого образования, оценить его плотность и степень возбуждения. Возможно, что этот газ замедляет расширение микроконденсаций, несколько стабилизируя их и увеличивая время жизни.

При прохождении ионизационного фронта через молодую планетарную туманность первоначально существовавшие в ней неоднородности (возникшие, скажем, вследствие гравитационной неустойчивости медленно расширяющейся холодной и нейтральной туманности) усиливаются, вытягиваются и фрагментируются, сохраняя относительно малую первоначальную радиальную скорость. Заметим в этой связи, что недавняя попытка выявить расширение системы волокон в NGC 7293 по их собственным движениям не удалась [8].

По мере газодинамического расширения туманности во вне и постепенного оттока газа с ее внутренней поверхности, конденсации обнажаются, образуя волокна. Оказавшись в несравненно менее плотной среде, они начинают расширяться и вскоре исчезают. Микроконденсации во внутренних областях кольца NGC 7293 отмечают, таким образом, прошлые положения ее внутренней границы. Конденсации вблизи внешней границы туманности, естественно, отсутствуют, если только туманность не очень молода. Вообще, степень однородности планетарных туманностей должна увеличиваться с их возрастом. В старых объектах, типа туманностей Эйбелла, малые конденсации вероятнее всего отсутствуют.

Зная линейный размер конденсаций и предполагая, что их характерная плотность на порядок величины выше средней плотности туманности. а общее число, скажем, 10³, получаем, что в них сосредоточено лишь около 1/1000 доли полной массы туманности. Влияние их на интегральный спектробъекта, таким образом, весьма проблематично.

Авторы работы благодарят директора обсерваторий Хейла проф. X. Бебкока и д-ра Р. Веста за любезно присланные ими отпечатки с оригинальных негативов NGC 7293.

Астрономическая обсерватория Софийского университета Астрономический совет АН СССР

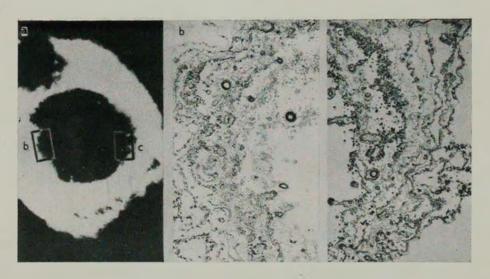


Рис. 1. Эксиденситы плакетар: ой туманности NGC 7293: а) — Расположение двух участков изображения NGC 7293, для которых получены картины эквиденсит. b).—Картина эквиденсит северного участка внутренней грамицы кольца туманности. c)—Картина эквиденсит южного участка внутренней границы кольца туманности.

К ст. С. Б. Владимирова, Г. С. Хромова

MICROSTRUCTURES IN THE PLANETARY NEBULA NGC 7293

S. B. VLADIMIROV, G. S. KHROMOV

The print from the famous R. Minkowski's plate of the NGC 7293 was used to produce the equidensities of the two inner parts of the ring of this nebula. The morphology of the radial filaments and small condensations in NGC 7293 was studied.

It is found that typically the filaments consist of several small condensations enveloped in the faint irregular shell. The filaments do not protrude into the bright ring of the nebula and show no connection with the structure of its outer border. Within the ring numerous microcondensations are visible which are the remnants of the older filaments.

The filaments and condensations in NGC 7293 may be considered as the relict formations from the epoch of the ionization of the nebula. They are uncovered during the outflow of gas from the inner surface of the nebular structure and then rapidly dissipate. The characteristic scale of the filaments and condensations, their relative density and life-time are estimated.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. B. A. Vorontsov-Velyaminov, Planetary Nebulae, Dordrecht-Holland, 1968, p. 256.
- 2. С. Б. Владимиров. Астрон. цирк., № 977, 5, 1977.
- 3. E. R. Capriotti, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 6 Ser. 5, 447, 1973.
- 4. D. Blerkom, van, T. T. Arny, M. N., 156, 91, 1972.
- 5. В. С. Имшеник. ДАН СССР, 131, 1287, 1960.
- 6. Г. С. Хромов, Астрон. ж., 53, 1202, 1976.
- 7. G. S. Khromov, L. Kohoutek, Planetary Nebulae, Dordrecht-Holland, 1968, p. 227.
- 8. S. Grandt, P. A. S. P., 85, 200, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

ВЫПУСК 2

УДК 524.7

ЗОДИАКАЛЬНЫЙ СВЕТ И ВИДИМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ГАЛАКТИК

Б. И. ФЕСЕНКО

Поступила 20 мая 1977 Пересмотрена 12 января 1978

Средняя поверхностная яркость галактики с учетом ее внешних областей, различимых на картах Паломарского атласа, сравнима с минимальной яркостью зоднакального света. Отсюда следует, что оценки интегрального блеска галактик весьма чувствительны к ошибкам в учете зоднакального света. Существование таких ошибок в случае известного каталога Цвикки с сотрудниками подтверждается тремя косвенными, но независимыми признаками. 1. В большой области неба вокруг северного галактического полюса направление максимального градиента плотности числа галактик ярче 15^т приблизительно перпендикулярно к эклиптике. 2. При галактических широтах, превышающих 36°, численное значение этого градиента хорошо согласуется с градиентом яркости зоднакального света. 3. Число галактик слабее 15^т растет при увеличении видимой величны быстрее, чем это ожидается при равномерном распределении галактик в пространстве. У эклиптики в интервале видимых величин от 15^т3 до 15^т7 блеск галактик завышен (они кажутся ярче) приблизительно на 0^т6 по сравнению с областями, далекими от эклиптики. Необходима проверка этого предсказания фотоэлектрическим методом.

1. Введение. Основной вклад в яркость ночного неба вдали от Млечного Пути вносит зодиакальный свет — солнечный свет, отраженный пылью межпланетного пространства. Он убывает при угловом удалении от Солнца и эклиптики, но у этого правила есть исключение — противосияние. В окрестности точки с эклиптическими координатами $\lambda=180^\circ+\lambda_\odot$ и $\beta=0^\circ$, где λ — долгота и β — широта, яркость повышена. При $\lambda=180^\circ+\lambda_\odot$ и изменении β от 0° до 90° яркость зодиакального света в визуальной области спектра убывает от 205 до 78 S_{10} , [1]. Здесь S_{10} — единица повержностной яркости, соответствующая свету в 10^m , исходящему от площадки в 1 \square °.

Более удобна для применения приведенная поверхностная яркость, определяемая ниже. Пусть eS_{10} — яркость данной области неба. Свету, исходящему от круглой площадки диаметром в 1'. соответствует звездная величина J_S , удовлетворяющая соотношению

$$J_{S}-10=-2.5\lg|\pi eS_{10}/(4\cdot60^{2})|+2.5\lg S_{10}$$

или

$$J_s = 19.15 - 2.5 \lg e$$
.

Величина J_S называется в дальнейшем приведенной поверхностной яркостью неба. Для перехода к яркости, выраженной в звездных величинах на $1 \, \square^n$, достаточно прибавить к величине J_S постоянное слагаемое, равное $8^m 63$.

Пусть m и D— звездная величина и угловой диаметр в минутах дуги некоторой галактики. Свет ее можно мысленно равномерно распределить по площади кружка диаметра D и рассчитать звездную величину J, соответствующую свету от круглой площадки диаметром в 1' и с такою же поверхностной яркостью, как и в упомянутом первом кружке. Очевидно,

$$J-m=-2.5\lg(1/D^2)$$

HAR

$$J=m+5\lg D.$$

В дальнейшем величина J называется приведенной поверхностной яркостью галактики. Достоинство величины J состоит в том, что она не зависит от ориентации галактики относительно наблюдателя (если в галактике отсутствует самопоглощение света). Кроме того, эту величину легко рассчитать.

Рассмотрим примеры значений J. Для близкой галактики M 31 с $m=4^m$ 3 и D=200', $J=15^m$ 8. Для типичной галактики каталога UCG [2] с $m=15^m$ 0 и D=1.1 имеем $J=15^m$ 2. Для 400 галактик, каждая из которых является ярчайшей в соответствующем поле каталога [3], среднее значение J равно 15^m 2. При расчетах использовались данные каталога [2]. С другой стороны, изменению яркости зодиакального света от 205 до $78~S_{10}$ (см. выше) соответствует изменение величины J_S от 13^m 4 до 14^m 4 в визуальной области, или от 13^m 9 до 14^m 9 — в фотографической области спектра. Разность фотографической и визуальной яркостей принята равной 0^m 5, как и в случае Солнца.

Следовательно, средняя яркость изображений галактик (с учетом протяженных внешних областей, различимых на картах Паломарского атласа) несколько ниже яркости зодиакального света даже при $|\lambda-\ell_{\odot}|=180$. На указанной долготе диапазон колебаний величины $\int_{\mathcal{S}}$ достигает 1^{Im} . Это больше диапазона колебаний в поглощении света за пределами Млечного Пути. Поэтому влияние неучтенного зодиакального света на измеряемые угловые диаметры и видимые величины галактик должно быть большим.

Целью данной работы является предварительное изучение влияния зодиакального света на видимые величины слабых галактик (с $m \gtrsim 15^{11}$ 3) каталога [3]. В указанном каталоге эти галактики составляют более половины всех объектов.

2. Признаки влияния зодиакального света на видимые величины галактик. В каталоге [3] предельная звездная величина галактик составляет 15^{117} 7. Оценка величин $m \le 15^{117}$ 3 выполнялась путем сравнения изображений галактик, размазанных по квадратам $1 \times 1'$ (для этого перемещалась кассета), с последовательностью стандартных изображений, которые были калиброваны при помощи звезд из нескольких избранных площадок. Насколько можно понять из работы [4], звезды сравнения не обязательно располагались в том же поле, в котором находились исследуемые галактики. При $m \ge 15^{117}$ 3 преобразованные изображения галактик уже так мало выделялись над фоном, что приходилось изучать прямые изображения и определять блеск привязкой к галактикам с $m \le 15^{117}$ 3.

Неточности учета зодиакального света могут вызвать заметные искажения в калибровочной кривой в связи с тем, что колебания плотностей почернения преобразованных изображений почти в чистом виде отражали колебания в яркости зодиакального света.

На возможность соответствующих ошибок указывают следующие данные наблюдений. 1) Градиент плотности числа галактик максимален в направлениях, приблизительно перпендикулярных к эклиптике. 2) Численно этот градиент соответствует изменению яркости зодиакального света. 3) Число галактик растет при увеличении предельной звездной величины значительно быстрее, чем ожидается при равномерном распределении объектов в пространстве.

1. Рассмотрим область неба с $b \gg 56^\circ$ (b— галактическая широта). Все поля каталога [3], попавшие в эту область, разделим на две группы, А и В. Линией раздела между ними пусть служит дуга малого круга LM, проходящего через северный галактический полюс и с плоскостью, перпендикулярной к кругу солнцестояний (рис. 1). Введем угол α между плоско-

стью круга l.M и плоскостью эклиптики, $0^{\circ} \leqslant z \leqslant 180^{\circ}$. Этот угол отсчитывается так, как указано на рис. 1. Все поля, попавшие внутрь угла z, отнесем к группе B, остальные поля включим в группу A. Сравним средние числа галактик в расчете на одно поле, $\langle n_{15.7} \rangle$ в группах A и B при разных σ . Разности средних значений $n_{15.7}$ в смысле "A — B" приводятся в табл. 1 Среднее отклонение среднего арифметического рассчитывалось по колебаниям величин $n_{15.7}$ в полях групп A и B в отдельности.



Таблица				
2	$\Delta n_{15.7}$			
0	-32.6 ± 8.4			
30	-18.4±8.9			
60	-11.5±8.9			
90	+14.4±8.9			
120	+24.6±8.9			
150	+38.8±8.3			

Рис. 1.

При любом α поля в группах A и B почти одинаково распределены по галактической широте (границы краевых полей несколько не совпадали с линией $b=56^\circ$). Почти одинаковы и распределения зенитных расстояний, так как на широте Паломарской обсерватории суточная параллель галактического полюса, т. е. центра всей области, проходит всего в 6° от зенита, а наблюдения выполнялись вблизи меридиана.

Из данных табл. 1 видно, что наибольшие значения $|\Delta n_{\rm in,7}|$ соответствуют углам $\alpha=0^\circ$ и — 30° (150°). Наименьшие значения модуля разности наблюдаются при $\alpha=60^\circ$ и 90° . Следовательно, эти данные указывают, что угол между эклиптикой и направлением максимального градиента плотности числа галактик заключен между 60° и 90° . Наивероятнейшее отклонение этого угла от ожидаемого значения в 90° составляет всего около 20° .

Для объяснения несовпадения абсолютных значений $\Delta n_{15,7}$ при углах, симметричных относительно $\alpha=90^\circ$ (на это обстоятельство обратил внимание автора А. С. Шаров), достаточно допустить, что ошибки, указанные в табл. 1, занижены в 1.5 раза. Такое допущение является вполне вероятным, так как при расчете ошибок в табл. 1 величины $n_{15,7}$ в отдельных

полях считались взаимно независимыми, т. е. роль неравномерного поглощения света и возможной неоднородности данных каталога [3] не учитывалась.

2. Расширим первоначальную область, передвинув ее границу до $=36^{\circ}$. При этом круговая симметрия области сильно нарушается. Дальнейшее расширение нежелательно, ввиду возрастающей близости Млечного Пути и увеличения зенитных расстояний. Все поля разделим на четыре группы по эклиптической широте. Средние значения величин $n_{15,7}$ в разных группах приводятся в табл. 2. В столбце 4 даны средние значения чисел атомов нейтрального водорода со скоростями, меньшими 75 км/сек (относительно местного центроида) в столбе с поперечным сечением в 1 см², N_H , согласно данным работы [5]. В столбце 5 указаны средние зенитные расстояния и в столбце 6 — средние приведенные яркости зодиакального света в фотографических величинах.

Таблица 2

Интервал 5	Число полей	⟨ n _{15.7} ⟩ ± ср. ош.	$\langle N_H \rangle \cdot 10^{-19}$	〈 z 〉	$ \langle J_S \rangle $	٤
-15-19°	66	97.7±8.3	39	20 9	14 ^m 16	+0 ⁱⁿ 6
20-39	57	84.0±3.7	33	13.2	14.39	+0.4
40 - 59	60	56.6±2.9	31	16.4	14.59	+0.2
> 60°	28	47.9±6.3	26	25.6	14.74	0.0

Систематическое убывание величин $\langle n_{15.7} \rangle$ при удалении областей от эклиптики (при возрастание β) не вызывает сомнений. Оно не связано с изменением поглощения света, так как значения величины $\langle N_H \rangle$, коррелированной с поглощением, не возрастают при увеличении β . Малороятна и роль зенитных расстояний, так как средние значения их испытывают сравнительно небольшие и немонотонные изменения.

Связь между средней плотностью числа галактик и приведенной яркостью зодиакального света прослеживается весьма четко. Значения f_S усреднялись по соответствующему интервалу β для значений $|\lambda-\lambda_{\odot}|$, изменяющихся от 120° до 180°. Зависимость $\langle f_S \rangle$ от β мало чувствительна к диапазону изменения λ , если $|\lambda-\lambda_{\odot}| \geqslant 120$ °.

Объяснение систематического изменения величин $\langle n_{15,7} \rangle$ может быть следующим. Зодиакальный свет несомненно ухудшает видимость галактик. Поэтому на картах Паломарского атласа точная предельная величина еще различимых галактик вблизи эклиптики может быть на $0^{11}3-0^{11}6$ меньше, чем вдали от нее. Однако галактики с $m\leqslant 15^{11}7$ —

это гораздо более яркие объекты и отбираются они в каталог по видимым величинам, определенным неправильно. Близость полей к эклиптике способствует занижению видимых величин этих галактик (т. е. они кажутся более яркими, чем они есть на самом деле) — благодаря неучтенному зодиакальному свету, значительная часть которого приписывается исследуемым объектам. В результате истинная предельная величина галактик оказывается равной $15^{m}7 + \epsilon$, где $\epsilon > 0$ — поправка к измеренным звездным величинам. Соответственно увеличивается и число галактик.

При равномерном распределении галактик в пространстве (космологические и эволюционные эффекты в данном интервале блеска еще малы) имеем

$$\lg \langle n_{15.7} \rangle = 0.6 (15.7 + \epsilon) + C = 0.6 \epsilon + C_1.$$
 (1)

где C и C_1 — постоянные. Следовательно, отношение $(\lg \langle n_{15,7} \rangle)/0.6$ с точностью до постоянного слагаемого равно той поправке, которую нужно прибавить к каталожному значению m, чтобы получилось точное значение этой величины.

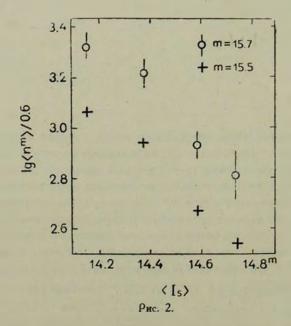


График зависимости ($\lg \langle n_{15.7} \rangle$)/0.6 от $\langle f_s \rangle$ приводится на рис. 2. Зависимость оказалась почти линейной с угловым коэффициентом около — 1. Это соответствует случаю, когда поверхностная яркость слабой галактики составляет только небольшую часть от яркости зодиакального света, который приписывается этой же галактике. Чем сильнее зодиакальный

свет, тем меньше значение $\langle J_s \rangle$ и тем больше поправка, которую нужно прибавить к наблюдаемой величине галактики. На рис. 2 кружки и крестики относятся к выборкам галактик ярче 15^m7 и 15^m5 соответственно. Длина черточек показывает величины средних отклонений, рассчитанных по разбросу чисел галактик в отдельных полях.

В столбце 7 табл. 2 даны средние значения поправок к видимым величинам объектов каталога [3] при $m=15^{\rm m}3-15^{\rm m}7$. Они рассчитаны из равенства (1) по известным значениям $\langle r_{15.7} \rangle$ и в предположении, что $\varepsilon=0$ при $b\geqslant 60$. Если $\varepsilon=0$ в каком-нибудь другом интервале значений β , то ко всем числам столбца 7 следует прибавить одно и то же слагаемое. Ширина диапазона колебаний ε останется прежней—около $0^{\rm m}6$.

Величина поправок свидетельствует о неожиданно большом действии зоднакального света на определяемые в каталого [3] видимые величины слабых галактик.

3. Рассмотрим косвенное свидетельство реальности действия зодиакального света, изученного в предыдущих пунктах. При переходе к более слабым объектам яркость их преобразованных изображений убывает и
относительный вклад зодиакального света в суммарную поверхностную яркость увеличивается. При этом ошибки определения величин должны возрастать. Поэтому рост числа галактик при увеличении каталожной видимой величины m должен происходить быстрее, чем при отсутствии обсуждаемых ошибок. Действительно, истинная предельная величина m = 0 изменяется не только благодаря увеличению m, но и благодаря увеличению m,
происходящему одновременно. Это предсказание является еще одним критерием для проверки реальности действия зодиакального света.

В табл. З приводятся данные о среднем числе галактик ярче каталожной величины m в расчете на одно поле размерами $6\times6^\circ$. Области неба с $b<36^\circ$ исключались. В столбце 3 приводятся значения угловых коэффициентов γ для зависимости $\lg \langle n_m \rangle - m$ в разных интервалах значений m. Теоретический коэффициент при отсутствии ошибок приблизительно равен 0.6. Это может не выполняться при $m<15^\circ$ ввиду действия ошибок определения видимых величин, обсужденных в работе [6]. Как и ожидалось, угловые коэффициенты при $m>15^\circ$ превышают теоретическое значение.

В последнем столбце табл. 3 сравниваются средние плотности чисел галактик вблизи и вдали от эклиптики. Здесь мы видим еще одно подтверждение роста эффекта зодиакального света при увеличении m.

3. Заключение. Независимую и надежную проверку роли зодиакального света могло бы дать исследование фотоэлектрических величин слабых

галактик каталога [3]. К сожалению, таких данных, которые были бы и массовыми, и сднородными, нет в нашем распоряжении. Использование поправок с из табл. З является преждевременным. Эти поправки отражают лишь общую тенденцию, выявляющуюся при рассмотрении больших областей неба. В каждом отдельном поле возможно сильное отклонение поправки от ее ожидаемого значения (согласно табл. 3), так как зодиакальный свет является хотя и главным, но не единственным компонентом яркости ночного неба. Кроме того, возможны искажения наблюдательного материала, имеющие иное происхождение.

			Таблица 3
m	$\langle n_m \rangle$	Ÿ	$\frac{\lg \frac{\langle n \rangle_{[\beta]}}{\langle n \rangle_{[\beta] > 40^{\circ}}}$
13 ^m 95 14.95 15.55 15.75	5.27 17.50 49.70 71.50	0.522 0.755 0.790	0.081 0.154 0.229 0.240

Необходима специальная программа фотоэлектрических наблюдений для проверки результатов, изложенных в этой заметке. Если действие зодиакального света подтвердится, то фотоэлектрический метод поможет найти поправку к видимым величинам для каждого поля каталога [3]. Это сразу же сделает более полноценными данные о многих тысячах объектов каталога.

Автор искренне признателен А. С. Шарову (ГАИШ), просмотревшему первые варианты этой работы и высказавшему много ценных замечаний.

Псковский педагогический институт

THE ZODIACAL LIGHT AND THE APPARENT MAGNITUDES OF GALAXIES

B. I. FESSENKO

The mean surface brightness of a galaxy with its faint outer regions discernable on the Palomar Atlas chart is comparable with the minimum brightness of the zodiacal light. It follows from the above statement that estimations of the integral apparent magnitudes of galaxies are very sensitive to the errors in the accounting of the zodiacal light.

The existence of such errors in the case of the known catalogue of Zwicky with collaborators is supported by three indirect but independent indications. 1. In a large region around the north galactic pole the direction of maximum gradient of the galaxy number density is approximately perpendicular to the ecliptic. 2. At $b \gg 36^\circ$ the number values of that gradient corresponds rather well to the values of the zodiacal light brightness gradient. 3. With the increase of a limited apparent magnitude the number of galaxies increases, with a larger rate than possibly of a uniform distribution of galaxies in space.

In this paper the galaxies fainter than 15^m3 are considered. The systematic error in the apparent magnitudes of the galaxy may amount to the value 0^m6. Near the ecliptic the galaxies appear brighter than they are in reality.

ЛИТЕРАТУРА

- F. E. Roach, J. L. Gordon, The Light of the Night Sky, Dordrecht-Holland-Boston, USA, 1973.
- 2. P. Nilson, Uppsala Catalogue of Galaxies, 1973.
- 3. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, M. Karpowicz, C. Kowal, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, Zurich, Vol. 1-6, 1961-1968.
- 4. E. Herzog, P. Wild, F. Zwicky, P. A. S. P., 69, 409, 1957.
- 5. Ch. R. Tolbert, Astron. Astrophys. Suppl. ser., 3, 5, 349, 1971.
- 6. V. C. Rubin, N. Thonnard, W. K. Ford Jr., M. S. Roberts, A, L., 81, 719, 1975.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

ВЫПУСК 2

УДК 523.872

КИНЕТИКА НЕЙТРИННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГОРЯЧЕЙ МОДЕЛИ ВСЕЛЕННОЙ С ПЕРВИЧНЫМИ «ЧЕРНЫМИ ДЫРАМИ»

Б. В. ВАЙНЕР

Поступила 4 июля 1977 Пересмотрена 14 декабря 1977

Представлены результаты расчетов спектра нейтринного излучения. Рассмотрены процессы как с заряженным, так и с нейтральным токами, получены выражения дли длины свободного пробега и скорости потерь энергии нейтрино, испускаемых первичными «черными дырами». Обсуждаются различные возможные астрофизические следствия.

1. Введение. В настоящее время, по-видимому, наиболее хорошо согласуется с наблюдениями модель горячей Вселенной, однородной и изотропной в достаточно больших масштабах. Для объяснения наблюдаемой структуры вещества (галактики, скопления галактик) обычно привлекается гипотеза начальных возмущений, которые в процессе своей эволюции приводят к образованию этой структуры [1, 2]. Как показано в [3, 4], коротковолновая часть спектра возмущений плотности может приводить к образованию первичных «черных дыр» малой массы (т. е. $m \ll M_{\odot}$). Открытый Хоукингом [5] эффект испарения первичных «черных дыр» (ПЧД) позволяет рассмотреть различные наблюдательные следствия процесса испарения и тем самым ограничить возможную среднюю плотность таких ПЧД, а следовательно и амплитуду начальных возмущений.

Согласно (5), ПЧД излучает пары частиц и античастиц подобно абсолютно черному телу с температурой

$$T = 0.4 \frac{\hbar c^3}{kG} \frac{1}{m} = \frac{r}{m},\tag{1}$$

.т. е. теряет энергию со скоростью

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\hbar c^6}{G^2} \frac{1}{m^2};$$

при этом время жизни ПЧД

$$\tau = 10^{-28} m^3 = \gamma m^3. \tag{2}$$

 ν 13 (2) видно, что все Π 4 Λ с m< 10^{15} г к настоящему времени уже испарились и о возможности их существования можно судить лишь по эффектам, произведенным ими на более ранних стадиях эволюции Вселенной. Процесс испарения ПЧД увеличивает удельную энтропию, которая является наблюдаемой в настоящее время величиной ($s = 10^8 \div 10^9$). В [6] из требования, чтобы увеличение энтропии 🕹s 🦠 s, получены ограничения на плотность $\Pi \Psi Z$ с $m < 10^9 \ \iota$. Из рассмотрения влияния излучения $\Pi \Psi Z$ на синтез легких элементов получены ограничения на их плотность в диапазоне $10^9 < m < 10^{13} \ \imath \ [7, 8]$. Для ПЧД с $m > 10^{13} \ \imath$, ограничения возникают из рассмотрения влияния их излучения на процесс рекомбинации водорода [9] и из анализа интенсивности 7-излучения с энергией порядка 100 Мэв [4, 10]. Следует отметить, что с увеличением массы ПЧД ограничения на их плотность становятся все более жесткими [11]. В настоящее время информацию о спектре масс ПЧД и их плотности в $10^9 < m < 10^{12}$ г могло бы дать исследование нейтринного излучения, возникающего в результате испарения «черных дыр». Действительно, у-излучение быстро термализуется [7], и лишь нейтринное излучение, которое слабо взаимодействует с веществом, несет необходимую информацию. Однако энергия нейтрино, испущенного $\Pi \Psi A$ с массой $m=3\cdot 10^9$ г в момент времени t = 1 сек, уменьшится к настоящему времени до

$$v = 10^4 \frac{a(t)}{a(t_{\text{now}})} (\Gamma_{\mathcal{B}B}),$$

где a(t) — масштабный фактор фридмановской модели и составит всего $v=1\div 10~K$ эв. Прямое обнаружение таких нейтрино пока невозможно. Из современных наблюдений хорошо известны средние концентрации легких элементов (D, He³, He⁴), которые синтезируются на ранних стадиях эволюции Вселенной [16]. Проведенные в [17] расчеты обилий этих элементов в рамках однородной изотропной космологической модели хорошо согласуются с наблюдениями. Поскольку нейтринное излучение от $\Pi \Psi A$ оказывает влияние (как будет показано ниже) на выход легких элементов, сопоставление расчетов с наблюдениями позволит определить (или ограничить) параметры этого излучения. Кроме того, современные детекторы в принципе позволяют исследовать спектр излучения нейтрино от $\Pi \Psi A$ с $m=10^{13}\div 10^{15}$ г, т. е. в диапазоне энергий $v=100\div 1000~\Gamma$ эв. В настоящей работе проведен расчет параметров этого спектра и указываются возможные наблюдательные следствия, обусловленные нейтринным излучением от $\Pi \Psi A$. Рассмотрены процессы с заряженым и нейтральным токами,

327

получены выражения для длины свободного пробега и интеграла столкновений, найдено решение кинетического уравнения в различных предельных случаях.

2. Кинетическое уравнение. Кинетическое уравнение для функции распределения нейтринного излучения имеет вид ($\hbar=c=m_e=1$):

$$\frac{\partial F(v,t)}{\partial t} - Hv \frac{\partial F(v,t)}{\partial v} = -\frac{1}{\lambda(v)} F(v,t) + S[F] + \overline{\varphi}_{s}(t), \quad (3)$$

где F(v, t) — функция распределения, H = a/u — "постоянная" Хаббла, h(v) — длина свободного пробега, S[F] — интеграл столкновений, f(t) — спектральная плотность источников.

Предполагается, что $\Pi \Psi \mathcal{J}$ распределены в пространстве однородно и расстояние между ними много меньше длины свободного пробега λ (v). Как показывают оценки [7], эти условия остаются справедливыми при любых имеющихся в настоящее время ограничениях на плотность $\Pi \Psi \mathcal{J}$.

Как известно, взаимодействие нейтрино с нуклонами можно описать двумя типами гамильтонианов: с заряженным током (ЭТ) и с нейтральным током (НТ). Примером процесса с ЭТ является реакция:

$$V_{(n)} + n - p + e^{-}(\mu) + адроны,$$
 (4)

a c HT:

$$v_{e(x)} + n \rightarrow v_{e(x)} + n +$$
адроны. (5)

В дальнейшем мы рассматриваем лишь процессы рассеяния нейгрино на нуклонах (5), так как сечение аналогичной реакции на электронах в $m_n/m_e \approx 2000$ раз меньше. Однако до момента аннигиляции e^+e^- концентрация электрон-позитронных пар намного превосходит концентрацию нуклонов и процессы типа $v_e + e^+ \rightarrow v_e + e^+$ могут стать существенными. Качественно их роль обсуждается ниже.

3. Длина свободного пробега. В процессах с ЗТ нейтрино поглощаются, поэтому длина свободного пробега $\lambda(v)$ будет определяться матричным элементом [12]:

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}(p) \, \gamma_{\mu} \, (1 - \alpha \gamma_{5}) \, u(q) \, \bar{u}(k) \, \gamma^{\mu} \, (1 - \gamma_{5}) \, u(\nu), \tag{6}$$

где p, q, k, v — 4-импульсы протона, нейтрона. электрона и нейтрино соответственно; G — постоянная слабого взаимодействия, γ_{μ} — матрицы. Дирака. Из эксперимента $\alpha=1.21\pm0.03$ [14].

Суммируя по конечным и усредняя по начальным спиновым состояниям, получим:

$$\langle \mu^{2} \rangle_{C} = \frac{1}{2} \sum |M|^{2} = 16 G^{2} |(\alpha + 1)^{2} (qv) (pk) + + (\alpha - 1)^{2} (qk) (pv) + (\alpha^{2} - 1) m_{n} m_{n} (vk)|.$$
(7)

Длина свободного пробега:

$$\kappa^{-1}(v) = 2 \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} F_n(q) W(q, v \to p, k) \frac{d^3pd^3k}{2p_02k_0} [1 - f(k)] [1 - F_n(p)], (8)$$

где F_n ; F_p ; f(k) — функции распределения нейтронов, протонов и электронов соответственно.

И вероятность перехода:

$$W(q, v \to p, k) = \frac{\langle \mu^2 \rangle_c}{(2\pi)^2 2^{\nu} 2q_0} \delta^4(q + v - p - k). \tag{9}$$

Как уже указывалось выше, мы в дальнейшем предполагаем рассмотреть эволюцию спектра нейтринного излучения, испускаемого $\Pi \Psi \mathcal{A}$ с $10^{\circ} < m < 10^{\circ}$ 2. Характерная энергия нейтрино при этом

$$v \gg m_{\rm m}$$
 (10)

Дифференциальное сечение реакции (4) можно записать в виде [13]:

$$\frac{dz}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2} \left\langle \mu^2 \right\rangle_c \frac{1}{(\nu + q)^2}.$$
 (11)

С учетом сохранения 4-импульса в системе покоя нейтрона, получим:

$$\langle \mu^{2} \rangle_{c} = 16 G^{2} \left\{ (\alpha + 1)^{2} m_{n} \sqrt{m_{n} + \frac{m_{n}^{2} - m_{p}^{2} - 1}{2}} \right\} + (\alpha - 1)^{2} m_{n} k_{0} \left(m_{n} k_{0} + \frac{m_{p}^{2} - m_{n}^{2} - 1}{2} \right) + (\alpha^{2} - 1) m_{n} m_{p} \times \left[m_{n} (\nu - k_{0}) + \frac{m_{n}^{2} - m_{n}^{2} + 1}{2} \right] \right\}.$$

$$(12)$$

Используя (10), выразим дифференциальное сечение через энергию нейтрино:

$$\frac{d^3}{d^2} \approx \frac{G^2(\alpha^2+1) m_n^2}{4\pi^2} \frac{v}{m_n},\tag{13}$$

т. е. $s \approx 10^{-38}$ v $c M^2$; где v выражено в $\Gamma 9 B$. Пренебрегая тепловым движением нейтронов, т. е. полагая $F_n(q) = n_n \delta(q)$, проинтегрируем выражение (8):

$$\lambda^{-1}(v) = \frac{16 G^2}{(2\pi)^3} (\alpha^2 + 1) \, m_n \, v \, n_n, \tag{14}$$

 Γ_{A} е n_{n} — плотность нейтронов.

Взаимодействие нейтрино, испускаемых ПЧД с нуклонами «фона», следует учитывать, если*:

$$\lambda(\mathbf{v}) \lesssim t. \tag{15}$$

После момента аннигиляции нуклон-антинуклонных пар плотность нейтронов

$$n_n = \frac{h T_{oh}^3}{m_n}; \quad T_{ph} = \beta t^{-1/2}; \quad \beta \approx 10^{10},$$
 (16)

причем 4 связано с наблюдаемой плотностью барионов соотношением [15]:

$$\rho_{\rm bar}=7.15~h~(\imath/cm^3).$$

Используя (14) и (16), неравенство (15) запишем в виде:

$$T_{ph} \gtrsim \frac{m_n}{\sigma_0^{3^2}h}$$
 (17)

Для $v = 100 \ \Gamma$ эв и $h = 10^{-31}$ из (17) имеем:

$$T_{ph} \gtrsim 10^{10} \, {}^{\circ}\text{K}.$$
 (18)

4. Интеграл столкновений. Интеграл столкновений описывает процессы типа (5), в которых число квантов сохраняется.

$$S[F] = (1 - F(v, t)) \int_{0}^{\infty} d^{3}v' F(v', t) F_{n}^{\text{in}}(v, v' \cos \theta) - F(v, t) \int_{0}^{\infty} d^{3}v' (1 - F(v', t)) F_{vn}^{\text{out}}(v, v', \cos \theta),$$
(19)

$$r_{\mathcal{A}}e \ \theta = \widehat{\vec{v}} \ \vec{v}'.$$

^{*} Это неравенство слишком грубое. При оценке влияния на синтез его необходимо уточнить (см. ниже).

Перейдем теперь к расчету вероятностей перехода

$$F_{\cdot,0}^{\text{in out}}(v, \cdot, \cos \theta)$$
.

Матричный элемент реакции (5) можно записать в виде [12]:

$$\langle \mu^2 \rangle_N = 16 G^2 (q^{\gamma}) (q'^{\gamma}).$$
 (20)

В выражении (20) мы считаем взаимодействие точечным, т. е. пренебрегаем возможной структурой адрона, электромагнитным взаимодействием и т. д. Это приближение достаточно хорошо описывает процесс рассеяния нейтрино на нуклонах, так как согласно [14] при высоких энергиях формфакторы адронов обрезают значение квадрата импульса нейтрона отдачи на $q'^2 \ll v^2$, $m_n v$, в зависимости от модели. Подробный расчет дифференциального сечения реакций типа (5) проведен в работе [18].

Из закона сохранения 4-импульса

$$q + v = q' + v'$$

нетрудно получить, что $(q^{\gamma}) = (q'^{\gamma'})$.

Тогда дифференциальное сечение реакции (5) в системе отсчета, связанной с нейтроном, будет

$$\frac{d^{5}}{d\Omega} = \frac{G^{2}}{4\pi^{2}} \frac{m_{n}^{2} v^{2}}{m_{n}^{2} + 2m_{n} v}.$$
 (21)

Сравнивая (21) и (13), видим, что в пределе $v \gg m_n$

$$\frac{z(HT)}{z(3T)} \simeq \frac{1}{3(a^2+1)} = 0.203.$$

Это значение хорошо согласуется с экспериментом (0.23 \pm 0.08) [14]. Вероятности переходов $F_{\nu_n}^{\rm in/out}(\nu', \nu, \cos\theta)$ обладают очевидным свойством:

$$F_{\nu n}^{\text{in}}(\nu, \nu', \cos \theta) = F_{\nu n}^{\text{out}}(\nu', \nu, \cos \theta),$$

где '

$$F_{\nu n}^{\text{out}} = 2 \int \frac{d^3q d^3q'}{(2\pi)^5} \frac{\langle \mu^2 \rangle_N \delta^4 (q + \nu - q' - \nu')}{2\nu 2\nu' 2q_0 2q_0'}$$

$$F_n(q) [1 - F_n(q')]. \tag{22}$$

В настоящей работе предполагается рассмотреть взаимодействие нейтрино, испускаемых $\Pi \Psi \mathcal{A}$, с нуклонами «фона» при температурах $T_{ph} < m_n$. При этом нейтроны можно считать невырожденным идеальным газом и функцию распределения записать в виде:

$$F_n(q) = \frac{n_n}{(2\pi m_n T_{ph})^{3/2}} \exp\left(-\frac{q^2}{2m_n T_{ph}}\right)$$
 (23)

Подставляя (20) и (23) в (22), получим:

$$F_{\nu n}^{\text{out}}(\nu, \nu', \cos \theta) = \frac{2G^{\epsilon}n_{n}}{(2\pi)^{4}(2\pi m_{n}T_{\rho h})^{3/2}} \frac{\nu}{\nu'} \int_{\epsilon}^{\infty} d\epsilon \frac{N\epsilon^{2} + m\epsilon + Q}{V^{2} + \nu'^{2} - 2\nu\nu'\cos\theta} \times \exp\left\{-\frac{(\epsilon - \Delta)^{3} - m_{n}^{2}}{2m_{n}T_{\rho h}}\right\},$$
(24)

где $\Delta = \gamma - \gamma'$.

Нижний предел интегрирования ϵ_+ определяется требованием $B^2 - AC > 0$, что дает

$$\varepsilon_{+} = \frac{1}{2} \left\{ \Delta + V \sqrt{v^{2} + v'^{2} - 2vv' \cos \theta} \left(1 + \frac{2m_{\pi}^{2}}{vv' (1 - \cos \theta)} \right)^{1/2} \right\}. \tag{25}$$

Интеграл (24) легко вычисляется:

$$F_{\nu n}^{\text{out}}(\nu, \nu', \cos \theta) = \frac{2G^{2}n_{n}}{(2\pi)^{4}} (2\pi m_{n} T_{\rho h})^{-3/2} \frac{\nu}{\nu'} \frac{e^{\frac{2T_{\rho h}}{2T_{\rho h}}}}{\sqrt{\nu^{2} + \nu'^{2} - 2\nu\nu' \cos \theta}} \times \left(\frac{m_{n} T_{\rho h}}{2}\right)^{3/2} \left\{\frac{\sqrt{\pi}}{2} (1 - \Phi(\mathcal{X}_{+})) \left((2m_{n} T_{\rho h} + \Delta^{2}) N + m\Delta + Q\right) + 2e^{-\mathcal{X}_{+}^{2}} (2m_{n} T_{\rho h})^{1/2} \left(N\Delta + \frac{m}{2} + \left(\frac{m_{n} T_{\rho h}}{2}\right)^{1/2} N\mathcal{X}_{+}\right)\right\},$$
(26)

где

$$\lambda_{+}=\frac{\varepsilon_{+}-\Delta}{(2m_{n}T_{\rho h})^{1/2}}$$

 $\Phi(X_+)$ — функция ошибок, N, m, Q зависят от ν , ν' , $\cos\theta$ и ввиду их громоздкости здесь не выписаны.

Как уже указывалось выше, функцию распределения нейтрино мы будем предполагать изотропной. Тогда интегрирование по азимутальному углу дает просто 2 и интеграл столкновений принимает вид:

$$S[F] = \int d\mathbf{v}' \mathbf{v}'^{2} F_{\mathbf{v}n}^{\mathbf{in}}(\mathbf{v}, \mathbf{v}') F(\mathbf{v}') - F(\mathbf{v}) \int d\mathbf{v}' \mathbf{v}'^{2} F_{\mathbf{v}n}^{\mathbf{out}}(\mathbf{v}, \mathbf{v}') + \int d\mathbf{v}' \mathbf{v}'^{2} F(\mathbf{v}) F(\mathbf{v}') (F_{\mathbf{v}n}^{\mathbf{out}}(\mathbf{v}, \mathbf{v}') - F_{\mathbf{v}n}^{\mathbf{in}}(\mathbf{v}, \mathbf{v}'));$$

$$(27)$$

$$F_{in}^{in out}(v, v') = 2\pi \int d(\cos \theta) F_{in}^{in out}(v, v', \cos \theta).$$

Ввиду сложности выражения (26), этот интеграл может быть взят только численно. В настоящей работе мы ограничимся главным членом асимптотического разложения по параметру $v_i'm_n\gg 1$.

Действительно, функция 🏸 имеет минимум в точке

$$\cos\theta_0=1-\frac{m_n\Delta}{vv'},$$

поэтому в указанном приближении

$$F_{\nu n}^{\text{out}}(\nu, \nu') = \frac{G^2 n_n}{4 (2\pi)^3} \frac{1}{\nu'^2} \left(2\nu' - \nu - \frac{\nu'^2}{\nu} \right),$$

$$F_{\nu n}^{\text{in}}(\nu, \nu') = \frac{G^2 n_n}{4 (2\pi)^3} \frac{1}{\nu^2} \left(2\nu - \nu' - \frac{\nu^2}{\nu} \right).$$
(28)

Выражение (28) получено при условии $\Delta/\nu \ll 1$; $\Delta/m_n \gg 1$. При этом функцию распределения нейтрино можно разложить в ряд Тейлора и ограничиться первым членом разложения, т. е.:

$$F(\mathbf{v}') = F(\mathbf{v}) + \frac{dF}{d\mathbf{v}}(\mathbf{v}' - \mathbf{v}).$$

Отбрасывая в интеграле столкновений члены порядка F^2 (v), получим:

$$S[F] = \frac{1}{20} R \left(v^3 \frac{dF}{dv} + 5v^3 F \right)$$
 (29)

где

$$R = \frac{G^2 n_n}{4 (2\pi)^3}$$

Так как процессы с HT сохраняют число квантов, интеграл столкновений (29) может быгь представлен в «дивергентном» виде:

$$S[F] = \frac{R}{20} \frac{1}{v^2} \frac{d}{dv} v^3 F(v). \tag{30}$$

Рассмотрим скорость изменения средней энергии кванта (нейтрино) за счет столкновений с холодными нейтронами (реакция 5):

$$\frac{d\varepsilon_{\star}}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{0}^{\infty} v^{3} S[F] dv = -\frac{R}{20} \int_{0}^{\infty} v^{3} F dv.$$
 (31)

Из (31) видно, что если в начальный момент времени t_0 функция распределения $F(\mathbf{v})$ имела резкий максимум, то падение энергии будет экспоненциальным, с показателем, пропорциональным квадрату начальной энергии (при $t-t_0 \lesssim t_0$).

Таким образом, процессы с нейтральным током приводят к быстрой диффузии по спектру в область более низких энергий. В дальнейшем все нейтрино, по-видимому, термализуются вплоть до температур $T_{ph} > 10^{10}$ К. При более низких температурах установление теплового равновесия для нейтрино, испущенных ПЧД, уже невозможно и в дальнейшем они распространяются свободно, за исключением, быть может, небольшой доли, которая вазимодействует с образующимися после $T_{ph} = 5 \cdot 10^9$ К ядрами легких элементов.

Всюду выше мы говорили о взаимодействии нейтрино с нейтроном. Очевидно, то же самое справедливо и для взаимодействия антинейтрино с протоном. Сечение реакций $v+p\to v+p+a$ дроны и $v+n\to v+n++a$ дроны, согласно (14), примерно в 3 раза меньше рассмотренных в этой работе. До температур $T_{ph} \geqslant 5\cdot 10^9$ °К электронные нейтрино быстро термализуются за счет рассеяния на e^+e^- , поэтому взаимодействие с нукловами необходимо учитывать при анализе только спектров v_+ , v_+

5. Спектральная плотность источников. В дальнейшем мы будем предполагать, что спектр масс ПЧД удовлетворяет степенному закону

$$N(m) dm = Z\left(\frac{m}{m_g}\right)^{-5/2} dm, \qquad (32)$$

где Z— постоянная, связанная с амплитудой начальных возмущений, $m_{\rm g}=10^{-5}$ г — планковская масса.

Показатель степени n=5/2 выберем потому, что согласно [4] при любом другом показателе спектр масс ПЧД будет экспоненциально обрезан в окрестности планковской массы $m_s \approx 10^{-5}$ г.

Поскольку, согласно [5], ПЧД излучает частицы подобно «черному» телу, спектральную плотность источников можно записать в виде:

$$\varphi_{v}(t) = v^{3} \tilde{\varphi}_{v}(t) = \frac{\hbar ZD}{\pi^{2} c^{3}} \int_{m_{0}}^{m_{\text{max}}} \frac{v^{3} g(m)}{\exp \frac{\hbar v}{k T_{bh}} + 1} \left(\frac{m}{m_{g}}\right)^{-5/2} \frac{\theta(\tau - t)}{\tau} dm.$$
 (33)

В этом параграфе мы пользуемся обычными единицами системы СГС (k — постоянная Больцмана).

В (33): D — нормировочная постоянная; g(m) — доля энергии, приходящаяся на нейтрино от $\Pi \Psi \mathcal{A}$ массы m, $m_0 = (10^{28} \tau_0)^{1/3}$; τ_0 — момент, когда "температура" $\Pi \Psi \mathcal{A}$ массы m_0 станет равна температуре "фона"; m_{max} — максимальная масса в спектре (32). \mathcal{A} ля дальнейших расчетов (33) удобно привести к виду:

$$\varphi_{\nu}(t) = \begin{cases} \frac{\hbar Z D \nu^{3} g t_{g}^{5/6}}{\pi^{2} c^{3} \gamma^{11/6}} \left(\frac{kr}{\hbar \nu}\right)^{-9/2} \int_{kr}^{\hbar \nu} \left(\frac{\tau_{m}}{\gamma}\right)^{1/3} \frac{u^{-11/2} du}{e^{u} + 1}; \quad \tau_{0} \ll t \ll \tau_{m} \\ \frac{\hbar \nu}{kr} \left(\frac{t}{\gamma}\right)^{1/3} & t > \tau_{m} \end{cases}$$
(34)

где

$$r = 3 \cdot 10^{28} i pa \text{ m} i,$$

 $\gamma = 10^{-28} ce \kappa i^{-3}.$

Так как интеграл (34) имеет характерный при расчетах спектральной плотности вид, будем различать низкочастотную и высокочастотную области спектра источника, сравнивая параметр $\hbar v/kr \left(t/\Upsilon\right)^{1/3}$ с единицей

а) "Рэлей-джинсовская" область: $\hbar v/kr \left(\tau_m/\gamma\right)^{1/3} \ll 1$. Тогда вычисление интеграла (34) дает:

$$\varphi_{*}(t) = \frac{1}{9} \frac{\hbar Z D g_{0} t_{g}^{5/6}}{\pi^{2} c^{3} \gamma^{11/6}} \left(\frac{t}{\gamma}\right)^{-3/2} v^{3} \left(1 - \left(\frac{t}{\tau_{m}}\right)^{3/2}\right) \theta \left(\tau_{m} - t\right). \tag{35}$$

б) "Виновская" область: $\hbar v/kr \left(z_m/\gamma \right)^{1/3} \gg 1$.

$$\varphi_{\nu}(t) = \frac{ZD g_0}{\pi^2 c^3} \left(\frac{t_g}{t}\right)^{5/6} \frac{kr}{t} v^2 \exp\left[-\frac{\hbar v}{kr} \left(\frac{t}{\gamma}\right)^{1/3}\right] \theta\left(\tau_m - t\right). \tag{36}$$

Спектр (35)—(36) представляет собой сумму планковских спектров от отдельных источников с различной температурой. Так как все источники имеют ярко выраженную «рәлей-джинсовскую» область, то и сумма (35) в этой области $\tau \sim v^3$. Однако «виновская» область спектра излучения ПЧД большей массы перекрывается с «рэлей-джинсовскими» областями спектров ПЧД с меньшей массой, вследствие чего и возникает отличие (36) от обычного «виновского» вида.

Спектр источника имеет максимум на частотах, которые можно грубо оценить, приравнивая (35) и (36), а именно:

$$v_{\text{max}} = \frac{kr}{\hbar} \left(\frac{\gamma}{t}\right)^{1/3} \ln 9,\tag{37}$$

и смещается со временем в низкочастотную область.

6. Спектр нейтринного излучения. Для нахождения вида спектра нейтринного излучения необходимо решить кинетическое уравнение (3). Однако решение его в общем виде сопряжено с известными математическими трудностями и, кроме того, не требуется по физическому смыслу задачи. Как уже указывалось выше (см. раздел 4), до температур $T_{ph} > 5 \cdot 10^9$ К за счет взаимодействия (4), (5), а также рассеяния на e^-e^- это излучение быстро термализуется и в настоящий момент практически не наблюдаемо. Более того, даже те кванты, которые распространяются свободно начиная с этого момента времени, за счет красного смещения будут иметь слишком малую энергию и также ненаблюдаемы по сегодняшний день. Поэтому для анализа параметров нейтринного спектра, который мог бы быть в принципе исследован современными приборами, необходимо рассмотреть кинетическое уравнение (3) после момента отрыва.

Заменяя $v^3F(v, t) = (f(v, t))a^3$ для f(v, t), получим

$$f(\mathbf{v}, t) = \int_{-\infty}^{t} a^{3}(t') \, \varphi_{\mathbf{v}}(t') \, dt' + \Psi(\mathbf{v}, t), \tag{38}$$

где: Ψ (у, t) — спектральная плотность нейтринного излучения, сформировавшегося к моменту отрыва τ_1 .

Подставляя решение для масштабного фактора фридмановской модели

$$a(t) = (2R_0ct)^{1/2},$$

будем иметь

$$F_{1}(\nu, t) = 6 \frac{ZDg_{0}k^{2}r^{2}}{\pi^{2}c^{3}\hbar\nu^{2}} \left(\frac{t_{g}}{t}\right)^{5/6} \left(\frac{\gamma}{t}\right)^{1/3} \exp\left[-\frac{\hbar\nu}{kr}\left(\frac{t}{\gamma}\right)^{1/3}\right]$$
(39)

при

$$\begin{split} \frac{\hbar^{\gamma}}{kr} \left(\frac{t}{\gamma}\right)^{1/3} &\gg 1, \\ F_2\left(\mathbf{v},\,t\right) &= \frac{1}{9}\,\,\frac{\hbar Z D g_0 t_g^{5/6}}{\pi^2 c^3 \gamma^{11/6}} \left(\frac{\gamma}{t}\right)^{3/2} t \left\{ \left[\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^{1/3} - 1\right] - \frac{2}{9} \left(\frac{t}{\tau_m}\right)^{11/6} \times \right. \\ &\left. \times \left[1 - \left(\frac{\tau_1}{t}\right)^{3/2}\right] \right\} \end{split}$$

при

$$\frac{\hbar v}{kr} \left(\frac{\tau_m}{\gamma}\right)^{1/3} \ll 1. \tag{40}$$

Плотность энергии нейтринного фона можно грубо оценить (на временах $t \leqslant z_m$) как

$$E_{v} = \int_{0}^{v_{\text{max}}} F_{2}(v, t) v^{3} dv = \frac{1}{36} \frac{\hbar Z D g_{0} t^{5/6}}{\pi^{2} c^{3} \gamma^{11/6}} \left(\frac{\gamma}{t}\right)^{17/6} t \left(\frac{kr}{\hbar}\right)^{4} \ln^{4} g \times \left\{ \left[\left(\frac{t}{\tau_{1}}\right)^{1/3} - 1\right] - \frac{2}{9} \left(\frac{t}{\tau_{m}}\right)^{11/6} \left[1 - \left(\frac{\tau_{1}}{t}\right)^{3/2}\right] \right\}.$$
(41)

Нормировочный множитель D можно определить из следующих соображений. Полное число квантов нейтрино, испущенных за время от τ_1 до τ_m , составит (оценка по порядку величины):

$$N_{*} = \frac{c^{2}Zg_{0}}{kr} m_{g}^{5/2} \int_{m_{0}}^{m_{\text{max}}} m^{-1/2} dm = \frac{2c^{2}Z}{kr} \left(\frac{t_{x}}{\gamma}\right)^{5/6} \left(\frac{\tau_{m}}{\gamma}\right)^{1/6} \cdot \tag{42}$$

С другой стороны, через спектральную плотность излучения

$$N_{\nu} = \frac{1}{\hbar} \int_{0}^{\sqrt{max}} \int_{0}^{\sqrt{m}} \frac{a^{3} \varphi_{\nu}(\nu^{*}, t')}{\nu^{*}} dt' d\nu^{*}, \quad \nu^{*} = \frac{a\nu}{c}.$$
 (43)

Приравнивая (42) и (43), определим D. Мы не будем выписывать громоздкое выражение для этого коэффициента, а приведем лишь численную оценку. При $t>\tau_m$.

$$E_{v} = E_{v} (\tau_{m}) \left(\frac{a(\tau_{m})}{a(t)} \right)^{4}$$

Задавая $\tau_m = 10^{18} \ cek$ и амплитуду первичной турбулентности $\delta = 2 \cdot 10^{-2}$, получим на сегодня*:

$$E_{\nu}/E_{\tau} \lesssim 1$$
.

Для величины энергии в окрестности максимума нейтринного спектра в тех же предположениях получим

$$\hbar v_{\rm max} \lesssim kr \left(\frac{\gamma}{\tau_{\rm m}}\right) \frac{a\left(\tau_{\rm m}\right)}{a\left(t_{\rm max}\right)} \simeq 10 \ {\it M98}.$$

^{*} Выражение для Z через δ см. в [4].

Если принять на сегодня оценку по верхнему пределу $\varepsilon_v \simeq 10^{-13} \ {\rm spi/cm^3}$ и средняя энергия кванта $\simeq 10~M_{98}$, то поток составит $I_{*} = (c_{5})/\hbar v =$ $=10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ cek}^{-1}$.

Согласно [19, 20], имеющиеся в настоящее время детекторы обладают на 4-5 порядков меньшей чувствительностью. Однако можно ожидать, что последующее развитие теории слабых взаимодействий и эксперимента позволит либо опровергнуть, либо подтвердить наличие указанного выше нейтринного фона.

7. Астрофизические следствия. Первым следствием гипотезы существования ПЧД является возможное наличие космологического нейтринного фона, параметры которого подробно обсуждались в разделе 6.

В работе [7] рассматривалось влияние нейтринного излучения на отношение концентраций $(n/p)_0$ на момент «закалки» нейтронов и из соображений соответствия наблюдаемого обилия He^4 ($Y=0.29\pm0.04$) с расчетным получилось ограничение на плотность ПЧД:

$$\frac{\rho_{b,\,h_*}}{\rho_{bar_*}} \lesssim 10 \pm 10^3.$$

Обилие дейтерия при этом изменяется слабо (увеличивается). В то же время, как известно, существует проблема дейтерия, которая состоит в том. что при плотности вещества $\rho_{\rm bar} \gtrsim 7 \cdot 10^{-31}$ г/см 3 дейтерия получается слишком мало. Впервые решение проблемы с привлечением гипотезы ПЧД было предложено в работе [8].

В работах [17, 21-23] для решения этой проблемы предлагалось рассмотреть энтропийные возмущения с достаточно большим перепадом плотности ($\approx 10^3$).

Первичные «черные дыры» формируются в очень ранный период эволюции Вселенной ($m=10^{15}$ г, $t_0=10^{-23}\;ce\kappa$), поэтому энтропийные возмущения такой амплитуды не изменят спектра и однородности распределения ПЧД.

B то же время значение отношения $(n/p)_0$ зависит от $\rho_{\rm b,h}/\rho_{\rm bar}$ и в областях с пониженной плотностью вещества $(n/p)_0$ может сильно измениться (увеличиться). При этом возрастет и обилие He¹ и D. Таким образом, существование ПЧД в сочетании с энтропийными возмущениями (возможно, меньшей, чем 103 амплитуды) может обеспечить наблюдаемое обилие D.

ПЧД, лежащие в рассматриваемом диапазоне масс, испускают также и барионы, которые в процессе взаимодействия с веществом космологического фона могут порождать нейтринное излучение.

Как показано в [8], испускаемые $\Pi \Psi \mathcal{A}$ барионы могут очень сильно изменить первичный химсостав, поэтому, на наш взгляд, представляет интерес рассмотреть параметры возникающего нейтринного излучения.

Автор благодарен П. Д. Насельскому за обсуждение работы.

Ростовский государственный университет

THE KINETICS OF NEUTRINOS RADIATION IN THE HOT UNIVERSE WITH PRIMORDIAL "BLACK HOLES"

B. V. VAINER

The results of neutrino spectrum calculations are presented. The processes with charge and neutral currents are considered. The expressions of free path and rate of energy damping "black holes" neutrino are obtained. The astrophysical cosequences are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

- Л. Г. Дорошксвич, Р. А. Сюняев, Я. Б. Зельдович, Препринт ИПМ АН СССР, № 67. 1973.
- 2. Л. М. Озерной, А. Д. Чернин, Астрон. ж., 44, 1131, 1967.
- 3. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Астрон. ж., 43, 758, 1966.
- 4. B. J. Carr. Ap. J., 201, 1, 1975; 206, 8, 1976.
- 5. S. W. Hawking, Comm. Math. Phys., 43, 199, 1975.
- 6. Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, Письма ЖЭТФ, 24, 616, 1976.
- 7. Б. В. Вайнер, П. Д. Насельский, Письма АЖ, 3, 147, 1977.
- 8. Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, М. Ю. Хлопов, В. М. Чечеткин, Письма АЖ, 3, 208, 1977.
- 9. П. Д. Насельский, Письма АЖ, 3, 1977.
- 10. B. J. Carr, S. W. Hawking, M. N., 168, 339, 1974.
- 11. Б. В. Вайнер, П. Д. Насельский, Астрон. ж., (в печати), 1978.
- 12. W. R. Yuche, J. R. Buchler, Astrophys. Space Sci., 41, 221, 1976
- В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Литаевский, Редятивистская квантовая теория, ч. 1, Наука, М., 1968.
- 14. В. М. Шехтер, УФН, 119, 593, 1976.
- 15. R. Wagoner, W. Fowler, F. Hoyle, Ap. J., 148, 3, 1967.
- 16. H. Reeves, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 12, 437, 1974.
- 17. R. Wagoner, Ap. J., 179, 343, 1973.
- 18. R. M. Barnett, Phys. Rev., D14, 2990, 1976.
- 19. Э. В. Бугаев, Ю. Д. Котов, И. Л. Розенталь, Космические мюоны и нейтрино, Атомиздат, М., 1970.
- 20. Б. М. Понтекорво, УФН, 119, 633, 1976.
- 21. R. Epstein, V. Petrosian, Ap. J., 197, 281, 1975.
- .22. Я. Б. Зельдович, Письма АЖ, 1, 10, 1975.
- .23. Б. В. Вайнер, О. В. Дрыжакова, В. Л. Загускин, Л. С. Марочник, Л. И. Резницкий, Астрон. м., 55, 3, 1978.

АСТРОФИЗИКА АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

ВЫПУСК 2

УДК 523.11

СТАТИЧЕСКИЕ И БЛИЗКИЕ К СТАТИЧЕСКИМ ПОЛУЗАМКНУТЫЕ КОНФИГУРАЦИИ И КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ

Г. Е. ГОРЕЛИК Поступила 17 февраля 1977

Указано на возможность существования статических и близких к статическим полузамкнутых конфигураций. Обсуждается конкретная модель такой конфигурации в связи с космологической постоянной и приводится соотношение, связывающее основные ее параметры, в частности внутреннюю и внешнюю массы.

Самая существенная черта ОТО — представление об искривленном пространстве—времени. Однако, как известно, эффекты в слабом гравитационном поле могут быть объяснены теорией гравитации в плоском пространстве [1], существование нейтронных звезд и их основные свойства не связаны существенным образом с ОТО (их параметры в ОТО лишь несколько отличаются от «ньютоновских»), черная дыра может быть понята (по крайней мере качественно) в теории гравитации Ньютона (Лаплас) и даже основные свойства нестационарной космологии могут быть описаны в рамках ньютоновской теории (Милн—Мак-Кри) [2].

Конечно, вся в целом совокупность явлений, естественно объясняемых ОТО, достаточно убедительно говорит о ее истинности, но, тем не менеє, пока не известны факты, прямо и непосредственно подтверждающие представления ОТО об искривленном пространстве—времени.

Возможны ли вообще такие факты? Безусловно. Отнюдь не всякий факт можно объяснить лишь ценой некоторого усложнения теории без отказа от плоского пространства—времени. Например, если бы была установлена конечность (замкнутость) пространства (это могло бы проявиться, например, в наблюдении одних и тех же астрономических объектов в противоположных направлениях), то этот факт принципиально был бы не совместим с плоским пространством Минковского.

Однако, как известно, в настоящее время наблюдения свидетельствуют скорее в пользу открытой Вселенной, и поэтому становятся более интересными локальные (не космологического характера) физические явления, связанные существенным образом с неплоским пространством. Кроме того, они могут существовать не в единственном экземпляре. Фактом такого рода могло бы стать обнаружение существования полузамкнутых конфигураций (ПЗК) [2] — образований, внутренняя геометрия которых обладает следующей особенностью: площадь сферы с центром в фиксированной точке не является монотонной функцией радиуса сферы.

ПЗК уже рассматривались при обсуждении связи теории гравитации и теории элементарных частиц [3], в то время как возможные астрофизические проявления ПЗК почти не обсуждались, по-видимому, в основном из-за нестатичности и малого «времени жизни» существующих реализаций полузамкнутой геометрии.

Простейшая, точно решаемая сферически-симметричная модель ПЗК строится из пылеобразного вещества с помощью решения Толмена [2] и в ней нет, естественно, никаких сил, противодействующих гравитационному сжатию. Существенная нестационарность существующих моделей ПЗК требует дать ответ на вопрос: может ли объект, обладающий полузамкнутой геометрией, существовать достаточно долго?

Положительный ответ на этот вопрос дается ниже тем, что будет указана статическая (а также сколь угодно близкие к ней) модель ПЗК. Эта модель связана с космологической постоянной Λ , однако некоторые ее свойства оказались независящими от величины Λ .

В последнее время заметно возрос интерес к проблеме Λ . С одной стороны, в теоретических работах исследуется квантово-полевая природа Λ , как тензора энергии—импульса вакуума [4, 6]. С другой стороны, наблюдательный материал приводит, по-видимому, к необходимости принять ненулевую величину Λ [5]. Интересно отметить, что и с экспериментальной, и с теоретической точек зрения (на основании совершенно различных аргументов) склоняются к положительному Λ .

Кроме того, возникла идея переменности Λ во времени [6]. Естественно, при учете неоднородности пространства должна быть переменность и по пространственным координатам. В рамках теории Дирака идея переменности Λ может быть корректно математически сформулирована [7].

Уравнения Эйнштейна $R..-(1/2)\,g..R=z\,T..+g..\Lambda$ в задаче со сферической симметрией с учетом Λ -членэ в вакууме имеют решение [8]

$$ds^{2} = \Phi dt^{2} - \Phi^{-1} dr^{2} - r^{2} d\Omega, \qquad \Phi = 1 - \frac{2m}{r} - \frac{1}{3} \Lambda r^{2}. \tag{1}$$

Это решение не является асимптотически плоским на бесконечности (как решение Шваришильда), m — масса источника. Нас в дальнейшем будет интересовать случай $\Lambda > 0$, соответствующий дополнительным силам отталкивания.

Особенность в метрике (1) в точке, где $\Phi=0$, является координатной: ее можно ликвидировать (подобно случаю $\Lambda=0$) преобразованием координат

$$dz = dt + f dr'\Phi, \quad dR = dt + dr/f\Phi;$$

$$f'' = 2m/r + \frac{1}{3} \Lambda r^2,$$
(2a)

которое приводит к метрике

$$ds^{2} = d\tau^{2} - f^{2} dR^{3} - r^{2} dQ,$$

$$r^{3/2} = \sqrt{\frac{3r_{g}}{\Lambda}} \sinh \frac{\sqrt{3\Lambda}}{2} (R - \tau), \qquad (26)$$

$$f^{2} = \left(\frac{r_{g}^{2}\Lambda}{3}\right)^{1/3} \frac{\cosh^{2}\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}(R-z)}{\sinh^{2/3}\frac{\sqrt{3\Lambda}}{2}(R-z)}; \qquad r_{g} \equiv 2m.$$

Эти формулы включают в себя и случай $\Lambda < 0$ (sh $ix = i \sin x$).

Однородные, изотропные, с пылеобразным веществом космологические модели с метрикой

$$ds^{2} = dT^{2} - \frac{a^{2}(T)}{\left(1 + \frac{kR^{2}}{4}\right)^{2}} (dR^{2} + R^{2}d\Omega); \quad k = 1, 0.$$
 (31)

при учете $\Lambda \neq 0$ описываются уравнением

$$3 - \frac{a^3 + k}{a^2} = \kappa \rho + \Lambda; \quad \rho = \rho_0 a^3, \quad \rho_0 - \text{const.}$$
 (36)

Единственным статическим решением этого уравнения является космологическая модель Эйнштейна

$$k = \pm 1$$
, $\kappa p = 2\Lambda$, $\alpha = \Lambda^{-1/2}$. (3B)

Это решение неустойчиво [8], но существенно то, что решения устойчивые и достаточно близкие к нему по значениям параметров являются в некоторый период времени сколь угодно близкими к статическому. Именно такое свойство модели Леметра использовалось ранее при обсуждении проблемы концентрации квазаров вблизи 2 = 2 [2].

Решение (За, в) может быть записано в виде

$$ds^{2} = dT^{2} - a^{2} (d\gamma^{2} + \sin^{2} \gamma dQ), \quad r = a \sin \gamma. \tag{4}$$

Общим решением сферически-симметричной задачи с пылеобразным веществом является решение Толмена [8]. (Кстати сказать, это решение первоначально было дано для общего случая $\Lambda \neq 0$, и лишь затем (по причинам скорее психологическим, чем физическим) при обсуждении этого решения, как правило, полагали $\Lambda=0$).

$$ds^{2} = d\tau^{2} - e^{\lambda}dr^{2} - r^{2}d\Omega, \qquad e^{\lambda} = \frac{r^{2}}{1 + f(R)};$$

$$r^{2} = f(R) + \frac{F(R)}{r} + \frac{1}{3}\Lambda r^{2}; \qquad x\rho = \frac{F'}{r'r^{2}},$$
(5a)

$$f$$
, F — произвольные функции, $f > -1$.

Масса ограниченной в пространстве конфигурации ($\epsilon=0$ при $R>R_{\rm 0}$) дается тем же выражением, как и в случае $\Lambda=0$

$$m = 4\pi \int_{0}^{r} \rho r^{2} dr = 4\pi \int_{0}^{R_{0}} \rho r^{2} r' dR = \frac{F(R_{0})}{2}.$$
 (56)

Решение Толмена (5) включает в себя как частный случай статическую ПЗК, определяемую соотношениями

$$f=-\Lambda r^{\circ}; \hspace{0.5cm} F=rac{1}{3}$$
 хү $r^{3}; \hspace{0.5cm}$ хү $=2\Lambda$ при $R< R_{0}\left(>rac{\pi}{2\sqrt{\Lambda}}
ight)$

Н

$$r = \frac{1}{\sqrt{\Lambda}} \sin \sqrt{\Lambda} R, \quad e^{\lambda} = 1, \quad ds^2 = dT^2 - dR^2 - \frac{1}{\Lambda} \sin^2 \sqrt{\Lambda} R d\Omega; \quad (6)$$

при
$$R > R_0$$
, $\rho = 0$

Выражения для трех основных параметров ПЗК в этом случае имеют вид: радиус горловины —

$$r_{\Gamma} \equiv r(R_0) = \frac{1}{V\Lambda} \sin V\Lambda R_0, \tag{7a}$$

гравитационный радиус —

$$r_g = 2m = F(R_0) = \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{\Lambda}} \sin^3 \sqrt{\Lambda} R_0 \tag{76}$$

(т — внешняя гравитирующая масса),

«внутренняя» масса (число нуклонов, составляющих ПЗК) —

$$\frac{R_{\rm g}}{2} \equiv M \equiv \rho V(R_0) = \frac{1}{V\Lambda} \left(\frac{1}{2} V \Lambda R_0 - \frac{1}{4} \sin 2 V \Lambda R_0 \right) \qquad (7b)$$

Исключая из соотношений (7) величины R_u и Λ (наименее определенные с наблюдательной точки зрения), получим связь между тремя величинами m, M и r_Γ для Π ЗК

$$\frac{R_{\rm g}}{r_{\rm \Gamma}} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{r_{\rm r}}{r_{\rm g}}} \left[\pi - \arcsin \sqrt{\frac{3}{2} \frac{r_{\rm g}}{r_{\rm r}}} - \sqrt{\frac{3}{2} \frac{r_{\rm g}}{r_{\rm r}}} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{r_{\rm g}}{r_{\rm r}} \right) \right] \tag{8}$$

 Π ри $r_{_g}/r_{_\Gamma}\ll 1$ получим зависимость

$$M/M_{\odot} = 2 \cdot 10^{+8} \, r_{\Gamma}^{3/2} \, (m/M_{\odot})^{-1/2}$$
, (9)

где r_{Γ} выражено в c M.

Подставляя в эту формулу, например, характерные для некоторых квазаров величины $r_\Gamma = 10^{16}~c$ м, $m = 10^{6}~M_{\odot}$, получим $M = 2 \cdot 10^{12}~M_{\odot}$, т. е. массу, близкую к массе галактик. Это естественно сопоставить с гипотезой Воронцова-Вельяминова [9] о квазаре как протоскоплении галактик.

Следует отметить, однако, что соотношения (7а, 6) дают тогда для Λ значение $\Lambda \approx 10^{-35}~cm^{-2}$, что на двадцать порядков больше принятого сейчас верхнего предела для Λ . Но тут следует учесть и упомянутую возможность переменности Λ , и возможную большую ее величину в прошлом и в некоторых областях пространства.

Институт истории естествознания и техники АН СССР

STATIC AND NEAR TO STATIC SEMICLOSED CONFIGURATIONS AND COSMOLOGICAL TERM

G. E. GORELIK

The possibility of the existence of static and near to static semiclosed configurations is pointed out. A certain model of such a configuration connected with the cosmological term is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюции эвезд, Наука. М., 1972.
- 2. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Строение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1974.
- 3. М. А. Марков, В. П. Фролов, ТМФ, 3, 3, 1970; 13, 41, 1972; 16, 70, 1973.
- 4. Я. Б. Зельдович, УФН, 95, 209, 1968.
- 5. J. E. Gunn, B. M. Tinsley, Nature, 247, 454, 1975.
- 6. А. Д. Линде, Письма ЖЭТФ, 19, 320, 1974.
- 7. P. A. M. Dirac, Proc. R. Soc. Lendon, A333, 403, 1973.
- 8. Р. Толмен, Относительность, термодинамика и космология, Наука, М., 1974.
- 9. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Астрофизика, 6, 101, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

ВЫПУСК 2

УДК 523.877

К ВОПРОСУ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ О-В ЗВЕЗД

Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН Поступила 14 июля 1977 Пересмотрена 29 декабря 1977

В работе показано, что данные о распределении О—В звезд по галактической широте указывают на влияние некоторого систематического эффекта на их спектральную классификацию. Сделано предположение, что этот эффект связан либо с увеличением содержания гелия в атмосферах этих звезд с их возрастом, либо с существованием корреляции между содержанием элементов тяжелее гелия в этих звездах и их пространственно-кинематическими характеристиками.

Открытие звездных ассоциаций.— группировок молодых звезд доказало, что процесс звездообразования в Галактике продолжается [1]. Относительно механизма возникновения звезд единого мнения еще нет. Согласно гипотезе, выдвинутой В. А. Амбарцумяном, звезды образуются из сверхплотного дозвездного вещества. Согласно другой гипотезе, звезды образуются путем конденсации галактического газа. В работе [2], например, приводятся доводы в пользу последней точки зрения. При этом причиной конденсации газа считаются спиральные волны плотности, приводящие к увеличению концентрации газа в спиральных рукавах. Согласно этим представлениям, образующиеся в спиральных рукавах звезды в результате взаимных сближений постепенно увеличивают свою скорость и покидают спиральные рукава, образуя промежуточную подсистему.

Если принять эту схему образования звезд, то следует ожидать, что с увеличением расстояния от галактической плоскости должно увеличиваться относительное число проэволюционировавших от начального состояния звезд. Так как согласно теории звездной эволюции эволюционные треки молодых звезд направлены от главной последовательности в сторону гигантов, то проэволюционировавшие от начального состояния звезды должны располагаться выше главной последовательности. Эначит, должно увеличиваться с увеличением расстояния от галактической плоскости отно-10—535

сительное число звезд, расположенных выше главной последовательности. С другой стороны, если звезды образуются из сверхплотных дозвездных тел, то концентрации областей звездообразования к месту скопления галактического газа в галактической плоскости может и не наблюдаться.

Исходя из этих соображений, был подвергнут статистическому анализу каталог звезд ранних спектральных типов [3]. Вычисленное по данным этого каталога относительное число O—В звезд, расположенных выше главной последовательности, для различных галактических широт приводится в табл. 1. Из этой таблицы видно, что с увеличением b относительное число проэволюционировавших от начального состояния звезд не увеличивается, a, в общем, даже уменьшается. Это обстоятельство заставляет отдать предпочтение представлению об образовании звезд из сверхплотных дозвездных тел, a не из газа.

Правда, здесь возникает вопрос о законности использования вместо расстояний z от галактической плоскости галактических широт b. Ниже будет показано, что при определенных предположениях такая замена допустима. Действительно, рассмотрим две группы звезд, имеющих для простоты абсолютные звездные величины M_1 и M_2 соответственно. Предположим, что эти звезды концентрируются к галактической плоскости по закону $n(z) \sim z^{-n}$. Тогда относительное число звезд какой-либо из этих групп в списке с предельной звездной величиной m определяется не зависящим от b выражением:

$$N(m) = \frac{1}{1 + \frac{n_2(0)}{n_1(0)} \frac{r_{\text{max}}^{3-n}(M_2)}{r_{\text{max}}^{3-n}(M_1)}}$$
(1)

Выражение (1) показывает, что зависимость относительного числа звезд, сошедших с главной последовательности, от галактической широты b, не может быть простым следствием наблюдательной селекции, связанной с различиями абсолютных звездных величин рассматриваемых групп звезд. Правда, в этом выражении не учтено галактическое поглощение. Однако нетрудно видеть, что обнаруженная согласно табл. 1 зависимость не может объясняться поглощением, так как вследствие влияния поглощения с приближением к галактической плоскости, где поглощение сказывается больше, должно увеличиваться относительное число более слабых звезд главной последовательности. Наблюдается же, как сказано выше, обратное. Следовательно, остается полагать, что обнаруженное изменение относительного числа звезд главной последовательности с галактической широтой b действительно отражает распределение этих звезд по расстоянию от галактической плоскости.

В качестве возможной причины увеличения относительного числа проэволюционировавших звезд с приближением к галактической плоскости можно предположить наличие некоторых систематических эффектов, влияющих на спектральную классификацию ранних звезд. В частности, эволюционное увеличение содержания гелия в атмосферах ранних звезд могло бы в принципе привести к зависимости, подобной той, на которую указывает табл. 1. Более того, согласно результатам [4] в звездах В содержание гелия увеличивается примерно в полтора раза за интервал времени от $1 \div 5 \cdot 10^6$ лет до $15 \div 30 \cdot 10^6$ лет. Однако для того, чтобы содержание гелия заметно менялось в рассматриваемых здесь ранних звездах, необходимо предположить наличие сильного перемешивания в этих звездах, для чего, вообще говоря, нет достаточных оснований.

 $Ta6 \lambda u y a$ 1 ЗАВИСИМОСТЬ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ЧИСЛА ЗВЕЗД КЛАССА О-В, РАСПОЛОЖЕННЫХ ВЫШЕ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ, ОТ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ ШИРОТЫ b

111.5	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7—14	14-20
3010	68.3	70.9	71.6	66.4	53.2	50.9	60.0	62.5	30.0

Систематические эффекты в спектральной классификации ранних звезд могли бы быть обусловлены вариациями химсостава протозвездного вещества. Известно, что такие вариации приводят к корреляции химсостава звезд поздних спектральных классов с их пространственно-кинематическими характеристиками [5, 6]. Если предположить, что такая же корреляция имеет место и для рассматриваемых здесь О—В звезд, то та часть звезд, которая расположена ближе к галактической плоскости, должна характеризоваться в среднем повышенным содержанием элементов 2-го и 3-го периодов периодической системы, используемых для спектральной классификации этих звезд. Следовательно, избыток этих элементов, приводящий к классификации в более позднем спектральном типе, может быть причиной увеличения относительного числа звезд, расположенных выше главной последовательности с уменьшением галактической широты. Отметим, что аномалии химсостава подобным образом действительно приводят к появлению последовательности субкарликов в противоположном конце главной последовательности. Однако не следует все же забывать, что если возраст поздних звезд сравним со временем «утяжеления» химсостава межзвездной среды, то возраст рассматриваемых здесь ранних звезд, по-видимому, существенно меньше, чем это время.

Если наше предположение о наличии систематических аффектов, приводящих к некоторому смещению положения части рассматриваемых звезд на диаграмме ГР, справедливо, то эти звезды должны иметь в среднем тем больший избыток цвета U—B, чем меньше их галактическая широта, то

есть чем сильнее занижена их температура, определяемая по спектральным линиям. Причем, этот избыток должен иметься не только у звезд, сошедших с главной последовательности, но и у звезд, располагающихся на ней. Имея в виду необходимость статистически однородного материала, рассмотрим данные о цветах U-B звезд, отнесенных в каталоге [3] к главной последовательности. Наблюдаемые цвета U-B необходимо исправить за галактическое покраснение по формуле [7]:

$$\frac{E(U-B)}{E(B-V)} = 0.730 - 0.049 (B-V)_0 + [0.069 - 0.009 (B-V)_0] E(B-V).$$
 (2)

В результате вычислений оказалось, что ожидаемый избыток $\delta (U-B)$ действительно имеется и достигает значения 0.04 ± 0.01 для звезд, имеющих $b\leqslant 1^\circ$. Как и следовало ожидать, этот избыток соответствует менее чем одному спектральному подклассу, однако даже такой сравнительно небольшой избыток, конечно, может быть причиной систематических эффектов в спектральной классификации части рассматриваемых звезд.

Рассмотрим теперь вопрос о возможной причине тех вариаций химсостава протозвездного вещества, на которые скорее всего указывают приведенные выше данные. Эти вариации должны сводиться либо к увеличению содержания элементов 2-го и 3-го периодов в протозвездном веществе за время порядка времени эволюции ранних звезд, либо к зависимости между пространственно-кинематическими характеристиками этих звезд и химсоставом вещества, из которого они образовались. Первое предположение на первый взгляд кажется соответствующим представлениям о химической эволюции газообразного протозвездного вещества. Галактический газ действительно должен постепенно обогащаться элементами, синтезируемыми в звездах [8]. Однако, даже если, как это утверждается в некоторых работах, характерное время химической эволюции Галактики и было порядка времени эволюции О—В звезд, эта фаза эволюции Галактики закончилась, по-видимому, 1010 лет назад [9, 10]. Таким образом, остается только полагать, что существует зависимость между химсоставом протозвездного вещества и пространственно-кинематическими характеристиками образовавшегося из этого вещества звездного населения. Существование такой зависимости представляется неправдоподобным в рамках теории образования звезд путем гравитационной конденсации газа, однако если принять точку зрения В. А. Амбарцумяна о происхождении звезд из дозвездного вещества в некотором взрывном процессе, то зависимость химсостава образующихся звезд от их пространственно-кинематических характеристик отнюдь не является невозможной. Более того, на возможность такой зависимости указывают расчеты [11], где показано, что даже в простой взрывной модели может быть получено такое относительное распределение образовавшихся элементов, которое очень близко к наблюдаемому

химсоставу звезд. В [11] отмечается, что химсостав синтезированного вещества зависит от кинематики взрывного процесса. Возможно, что именно эта зависимость и является причиной корреляции химсостава звезд с их пространственно-кинематическими характеристиками.

Таким образом, данные о распределении О—В звезд позволяют предположить существование корреляции между химсоставом этих звезд и их пространственно-кинематическими характеристиками. Было бы очень важно получить прямые наблюдательные подтверждения этой корреляции, так как ее установление имело бы весьма существенное значение для теории происхождения звезд.

В заключение приношу благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение и ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

THE DISTRIBUTION OF O-B STARS

YU. K. MELIK-ALAVERDIAN

It is shown that the distribution of O-B stars along the latitude in the Galaxy indicates the influence of a systematic effect on their spectral classification. It is suggested that this effect may be due to the increase of the amount of helium in the atmospheres of these stars with their age or to the correlation of content of elements, heavier than helium, in stars with their space-kinematic characteristics.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбарцимян, Эволюция звезд и астрофизика, Ереван, 1947.
- 2. С. А. Каплан, Р. Б. Шацова, Астрон. ж., 52, 260, 1975.
- 3. W. A. Hiltner, Ap. J., Suppl. ser., 24, 389, 1956.
- 4. Л. С. Любимков, Астрофизика, 13, 139, 1977.
- 5. D. I. Eggen, D. Lynden-Bell, A. R. Sandage, Ap. J., 136, 748, 1962.
- 6. H. E. Bond, Ap. J. Suppl. ser., 184, 117, 1970.
- 7. A, Gutierrez-Moreno, H. Moreno, P. A. S. P., 87, 425, 1975.
- 8. A. O. J. Unsold, Science, 163, 1015, 1969.
- 9. A. Sandage, Ap. J., 135, 333, 1962.
- 10. B. E. Pagel, Observatory, 83, 141, 1963.
- 11. R. V. Wagoner, Ap. J., 151, L103, 1968.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

ВЫПУСК 2

УДК 523.877

ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ И ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ПЛОТНОСТЬ ПУЛЬСАРОВ

О. Х. ГУСЕЙНОВ, Ф. К. КАСУМОВ, И. М. ЮСИФОВ Поступила 24 июня 1977 Пересмотрена 24 марта 1978

Исследована функция светимости пульсаров (ФС) во всей области наблюдаемых светимостей. Показано, что ФС подчиняется степенному закону $dN/dL\sim L^{-1}$, где $\gamma=1.76\pm0.06$ в интервале светимостей $3\cdot10^{26}$ $L=2\cdot10^{30}$ $spi/ce\kappa$. При значениях $L<3\cdot10^{26}$ $spi/ce\kappa$ ФС изменяет наклон и имеет вид $dN/dL\sim L^{-11}$, где $\gamma_1=0.7\pm0.2$. На основе полученной функции светимости оценены полное число и частота рождения пульсаров в Галактике, равные соответственно $N_P=(5\div10)\cdot10^4$ и $\gamma_P=0.025\pm0.008$ solution 20 или один пульсар в 40^{+19}_{-10} лет.

Длительное время, после обнаружения и накопления информации о параметрах пульсаров, корректные статистические исследования пространственного распределения этих объектов, несмотря на ряд попыток [1—3], были невозможны. Главным образом это было связано с неопределенностями в оценках расстояний до них и малой чувствительностью радиопоисков. К настоящему времени ситуация изменилась, благодаря, в основном, систематическим поискам пульсаров с высокочувствительной аппаратурой, предпринятым в 1975 г. в обсерватории Джодрелл Бэнк [2, 4].

До 1975 г. было обнаружено 105 пульсаров. Опираясь на известные параметры этих пульсаров, Гроссу [5] удалось получить для них вид функции светимости (ФС). Поскольку наблюдательным параметром, характеризующим расстояние до пульсаров, является мера дисперсии DM, он построил зависимость $\log N \div \log DM$, приведенную в верхней части рис. 1 (точки). Анализ этой кривой на всем участке изменения DM позволил автору получить для ФС выражение $dN/dL \sim L^{-\tau}$, L— светимость пульсара, $\gamma = 1.75$. Поскольку для данной статистической выборки корреляция потока от меры дисперсии не прослеживается и границы области

определения $\Phi \mathbb{C}$ с данным γ по DM отличаются на порядок, то светимость большинства пульсаров будет различаться не более чем на два порядка.

Появление работы [4], в которой были приведены результаты тщательного поиска пульсаров с высокой чувствительностью в области $42^{\circ} < l < 60^{\circ}$ и |b| < 4, позволило Робертсу [6] получить ФС пульсаров другим способом по данным этой работы (~ 40 пульсаров). Полученный им вид ФС почти тот же, что и в работе [5]. Область определения вида ФС в данной работе не более 3 порядков величины. Поскольку наблюдаемый разброс в значениях светимости отдельных пульсаров превышает пять порядков величины, ниже мы подробнее исследуем вид ФС во всей области наблюдаемых светимостей.

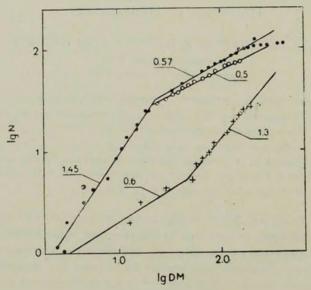


Рис. 1. Распределение пульсаров в функции от меры дисперсии (DM). Кривая, изображенная в верхней части рисунка, построена по данным работы [5]. Кривая, изображенная в нижней части рисунка, построена по данным [4].

Если для пульсаров справедлив вид ФС, найденный в [5, 6], то интегрируя его от некоторого значения L_1 до бесконечности, можно получить число пульсаров со светимостями L_1 , $\sim L_1^{-0.75}$. Поскольку в [7] для всех пульсаров получены значения L, то можно построить зависимость $\log N + \log L$. Эта зависимость приведена на рис. 2. Как видно из рис. 2, при значении $L_0 = 3 \cdot 10^{28}$ эрг/сек имеется излом. Участок кривой с $L > 3 \cdot 10^{26}$ эрг/сек соответствует виду ФС, приведенному выше, в то время как для пульсаров с $L < 3 \cdot 10^{28}$ эрг/сек функция светимости как будто меняег свой вид. Однако это не так по следующей причине.

Так как предельный поток от пульсаров с $L > 3 \cdot 10^{28}$ эрг/сек равен $S_0 = 0.01$ ед. потока (1 ед. потока = 10^{-16} вт/м²гу), то они должны быть обнаружены на расстояниях до 16 кпс, т. е. вплоть до границы Галактики. Для пульсаров же с $L \le 3 \cdot 10^{28}$ эрг/сек становятся существенны эффекты селекции: при заданной чувствительности поиска могут быть обнаружены пульсары только из ограниченного объема. Действительно, построим ФС для пульсаров с $L < 3 \cdot 10^{28}$ эрг/сек по методу, использованному в [5]. В этом случае зависимость $\log N + \log DM$ будет иметь вид, приведенный в верхней части рис. 1 (кружочки). Участок кривой в области DM < 16 пс см -3 остался без изменения, а в области $16 \le DM \le 158$ пс см -3 угол наклона изменился весьма незначительно. Соответствующее этому изменение показателя степени ФС $\Delta = 0.05$, т. е. относительное изменение вида ФС менее 3%. Поскольку верхняя граница светимости данного участка $\sim 3 \cdot 10^{28}$ эрг/сек, то следует принять, что ФС сохраняет свой вид вплоть до $L = 3 \cdot 10^{26}$ эрг/сек.

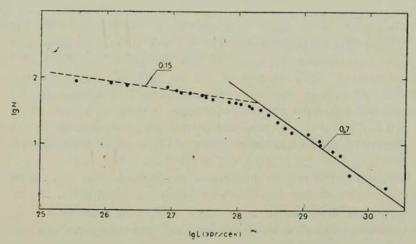


Рис. 2. Функция распределения пульсаров. Кривая построена по статистической выборке, включающей все известные до 1975 г. пульсары.

Аналогичным образом можно получить ФС на основе данных работы [4]. Так как в [4] чувствительность поиска была почти на порядок больше, чем в предыдущих, то излом кривой в этом случае наблюдается при $L_0 \simeq 5 \cdot 10^{27} \; \text{эрг/сек}$. График зависимости $\lg N + \lg DM$ в этом случае представлен на рис. 1 (нижняя кривая). На участке $50 \leqslant DM = 160$ пс \cdot см⁻³ тангенс угла наклона равен 1.3. Поскольку в данной области распределение пульсаров близко к сферическому закону, то получаем $\gamma = 1.82$, т. е. опять относительное изменение вида ФС весьма незначительно

($\sim 4\%$). В этом случае на участке кривой с $DM \leq 50~nc\cdot cm^{-3}$ содержится всего 4 пульсара, так что наклон 0.6 не должен нас смущать (статистика явно очень мала). Следовательно, и по данным этой статистической выборки следует, что вид ФС сохраняется вплоть до $L\sim 5\cdot 10^{26}$ эрг/сек, поскольку верхняя граница $L_0=5\cdot 10^{27}$ эрг/сек, а область определения ФС $\sim DM^2\sim (160/50)^2$, т. е. один порядок.

Таким образом, следует принять справедливость функции светимости пульсаров, заданной степенным законом с $\gamma=1.76\pm0.06$, почти во всей области изменения наблюдаемых светимостей от $3\cdot10^{26}$ до $2\cdot10^{-30}$ эрг/сек.

Чтобы выявить поведение ФС при $L \leqslant 3 \cdot 10^{26}$ эрг/сек, поступим следующим образом.

Если ФС имеет вид $dN/dL \sim L^{-1.76+0.06}$ и если интервалы светимости $L_1 \div L_2$ и $L_2 + L_3$ выбрать так, чтобы $L_3/L_2 = L_2/L_1 = 3.16$, то отношение чисел пульсаров, лежащих в данных интервалах, в единице объема будет равно $N_{12}/N_{23} = 3.16^{0.76+0.96} = 2.41 \pm 0.17$. Если пульсары с L' (нижняя граница интервала) могут быть обнаружены на расстоянии r', то все остальные пульсары со светимостями из данного интервала обязательно должны быть обнаружены (при прочих равных условиях) на расстояниях r < r'. Отношение числа пульсаров, по данным наблюдений [7], с $L < 10^{26}$ эрг/сек равно 0.5, а при $L > 10^{26}$ эрг/сек больше 1. Это указывает на то, что ФС внутги интервала $5 \cdot 10^{26} \div 3 \cdot 10^{26}$ эрг/сек изменяет наклон. Зная отношение N_{12}/N_{23} из наблюдений и учитывая эффект селекции, можно принять, что $\gamma_1 = 0.7 \pm 0.2$. Следует, однако, отметить, что полученный результат основан на небольшой статистике (всего 14) и носит предварительный характер.

В общепринятой модели пульсаров, рассматриваемых как наклонные магнитные ротаторы, светимость должна зависеть от возраста. В ряде работ [8—10] эта зависимость выражается степенным законом $L \sim C_1 t^{-\beta}$ Для определения значений параметров C_1 и β воспользуемся полученным выше видом ФС. Поскольку

$$N = C_2 \int_{\gamma}^{\infty} L^{-\gamma} dL = (\gamma - 1)^{-1} C_2 L^{(1-\gamma)}, \tag{1}$$

то, выражая L через t, получим

$$N = (\gamma - 1)^{-1} C_2 C_1^{(1-\gamma)} t^{-\beta(1-\gamma)}, \tag{2}$$

c возрастом меньше t.

С другой стороны, если частота образования пульсаров равна $^{\prime\prime}_{\rho}$, то число пульсаров с возрастом < t будет равно $N_p = ^{\prime\prime}_{\rho}t$. Сравнивая это с выражением (2), получаем $\beta = 1.32 \pm 0.12$. Для определения численного коэффициента C_2 следует пронормировать ФС. Так как в области светимостей $3\cdot 10^{28} \leqslant L \leqslant 2\cdot 10^{30}$ эрг/сек число пульсаров, с учетом коэффициента ориентации, равно $(1.7\pm0.6)\cdot 10^3$ [11], то, интегрируя ФС в данном интервале, получим $C_2 = (6\pm2)\cdot 10^{24}$. Далее, зная C_2 , из (1) найдем полное число пульсаров с $L > 3\cdot 10^{26}$ эрг/сек в Галактике: $N_p = (5\div10)\cdot 10^4$ и при среднем возрасте $\overline{T}_p = 3\cdot 10^6$ лет [3, 12] частоту рождения $^{\prime\prime}_p = 0.025\pm 0.008$ год $^{-1}$. Используя это значение $^{\prime\prime}_p$, определим также величину параметра $C_1 = (4.3\pm2.6)\cdot 10^{34}$. Таким образом, изменение светимости с возрастом может быть представлено степенным законом

$$L = (4.3 \pm 2.6) \cdot 10^{34} t^{-1.32 \pm 0.12},\tag{3}$$

где L выражается в эрt/сек и t — в годах.

 U_3 (3) следует, что средний возраст пульсаров со светимостями $L > 3 \cdot 10^{26}$ эрг/сек: $T_p = (2\pm 1) \cdot 10^6$ лет, что находится в хорошем согласии с оценкой, полученной стандартной процедурой [13]. Для слабых пульсаров с $L < 3 \cdot 10^{26}$ эрг/сек это выражение не применимо, поскольку оно так же, как и (1) справедливо при $\gamma > 1$.

Шемахинская астрофизическая обсерватория

THE LUMINOSITY FUNCTION AND THE SPATIAL DENSITY OF PULSARS

O. H. GUSEINOV, F. K. KASUMOV, I. M. JUSIFOV

The luminosity function of pulsars (LF) in the whole range of observed luminosity is studied. It is shown that the LF in the interval of luminosities $3\cdot 10^{26} \leqslant L \leqslant 2\cdot 10^{30}$ erg/sec follows to a power law $dN/dL \sim L^{-7}$, where $\gamma = 1.76 \pm 0.06$. When L is $< 3\cdot 10^{26}$ erg/sec, LF changes the slope, it has the form of $dN/dL \sim L^{-7}$, where $\gamma_1 = 0.7 \pm 0.2$.

On the basis of the given luminosity function the whole number and birth rate of pulsars in Galaxy were estimated which are equal to $N_p = (5 \div 10) \cdot 10^4$ and $v_p = 0.025 \pm 0.008$ in a year or one pulsar in 40^{+19}_{-10} years.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J. Gunn, P. Ostriker, Ap. J., 160, 979, 1970.
- 2. R. A. Hulse, J. H. Taylor, Ap. J., 191, L 59, 1974.
- 3. О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов, И. М. Юсифов, Труды III ЕАК, Тенанси, 1975.
- 4. R. A. Hulse, J. H. Taylor, Ap. J., 201, L 55, 1975.
- E. J. Groth, Neutron Stars, Black Holes and X-ray Sources, Dordrecht, Reidel. 1975, p. 143.
- 6. D. H. Roberts, Ap. J., 205, L 29, 1976.
- 7. J. H. Taylor, M. Manchestor, A. J., 80, 794, 1975.
- 8. A. G. Lyne, R. T. Ritchings, F. G. Smith, M. N., 171, 579, 1975.
- 9. J. Gunn, P. Ostriker, Ap. J., 158, 3, 1969.
- 10. О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов, Цирк. Шемахинской обс., № 4, 11, 1973.
- 11. O. H. Guseinov, F. K. Kasumov, Astrophys. Space Sci., 1978 (in press).
- 12. K. Lande, W. E. Stephens, Astrophys. Space Sci., 49, 169, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

ВЫПУСК 2

УДК 523.165

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В РАСШИРЯЮЩИХСЯ ОБЛАСТЯХ ГАЛАКТИКИ

Во всех моделях распространения космических лучей в Галактике считается, что ядра космических лучей теряют энергию в основном за счет ядерных взаимодействий с межзвездным газом [1, 2]. При вычислении потерь принимается простейшая модель межзвездной среды. Предполагается, что межзвездная среда состоит из однородно и изотропно распределенного в пространстве газа, который находится в станционарном состоянии.

В действительности в Галактике существует большое количество довольно протяженных областей (остатков сверхновых звезд, областей понизованного водорода, звездных ветров), в которых газ радиально расширяется и в которых имеются неоднородности магнитного поля [3, 4]. Распространяясь внутри этих областей, космические лучи теряют энергию в результате рассеяния на радиально расходящихся неоднородностях магнитного поля [5]. В данной работе показано, что потери энергии космических лучей в этих областях Галактики по величине сравнимы с потерями энергии за счет ядерных взаимодействий космических лучей с межзвездным газом.

Потери энергии для одной релятивистской частицы с энергией E, которая распространяется в области радиусом r, расширяющейся со скоростью v, определяются выражением [5]

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_0 = -\frac{v}{r}E. \tag{1}$$

Общие потери энергии для всех частиц космических лучей во всех расширяющихся областях Галактики будут определяться как сумма потерь энергии частиц в каждой расширяющейся области Галактики.

В каждом отдельном типе расширяющихся областей (остатках сверхновых звезд, областях Н II, звездных ветрах) частицы теряют энергию

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{k} = -M_{k} \frac{\overline{v_{k}}}{\overline{r_{k}}} \overline{V_{k}} n(E) E, \qquad (2)$$

где k обозначает тип областей, M_k — количество областей в данном типе, \overline{v}_k , \overline{r}_k , \overline{V}_k — соответственно средние значения скорости расширения, радиуса и объема для области данного типа, n(E) — плотность частиц космических лучей (предполагается, что распределение космических лучей в Галактике однородно и изотропно [1, 2]).

 \mathcal{A} ля сферически-симметричных областей $\overline{V}_k = \frac{4}{3}\pi \overline{r_k}^3$, поэтому уравнение (2) можно записать в виде

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_k = -\frac{4}{3}\pi\omega M_k v_k r_k^{-2},\tag{3}$$

где w = n(E)E — плотность энергии космических лучей в Галактике. Общие потери энергии космических лучей во всех расширяющихся областях Галактики равны

$$\frac{dE}{dt} = \sum_{k} \left(\frac{dE}{dt}\right)_{k} = -\sum_{k} \frac{4}{3} \pi \omega M_{k} \overline{v}_{k} \overline{r}_{k}^{2}. \tag{4}$$

Здесь суммирование ведется по всем типам областей.

 $M_k = \left| \begin{array}{c} -v_k \left(c M \cdot c e \kappa^{-1} \right) \right| - \left| \begin{array}{c} -c M \\ \end{array} \right| - \frac{dE}{dt} \left(s p v \cdot c e \kappa^{-1} \right) \right|$ Тип области 2-106 HII - O104 1020 1-1039 3-1019 HII - B105 2-106 $6 \cdot 10^{38}$ 4 - 1019 2.107 1.1039 Остатки сверхновых 104 1.5-1015 1011 4 - 107 1.1037 Звездные ветры

В таба. 1 приведены результаты вычислений потерь энергии космических лучей согласно формуле (3). Значения \overline{M}_k , \overline{v}_k , \overline{r}_k для областей Н II—О и Н II—В (областей ионизованного водорода, связанных соответственно со звездами спектральных классов О и В), для звездных ветров типа солнечного и для сверхновых звезд взяты из работ [4, 6, 7]. Величина $\omega \approx 10^{-12}$ эрг сек $^{-1}$ [1, 2].

Как видно из таблицы, общие потери энергии космических лучей в расширяющихся областях $dE/dt \approx 3 \cdot 10^{39}$ эрг $ce\kappa^{-1}$. Это значение сравнимо в величиной потерь за счет ядерных взаимодействий [1]

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\rm MAL} \approx 3 \cdot 10^{38} + 3 \cdot 10^{39} \ \text{spr} \cdot \text{cek}^{-1}$$

Поэтому общие потери энергии космических лучей в Галактике будут определяться как потерями за счет ядерных взаимодействий, так и потерями в расширяющихся областях, т. е.

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{of sg.}} = \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{MA.}} + \frac{dE}{dt}$$

Это необходимо учитывать при построении моделей распространения космических лучей в Галактике.

The Loss of Energy of Cosmic Rays in the Expanding Areas of Galaxy. The total loss of energy of cosmic rays in expanded areas of Galaxy $dE/dt \simeq 3 \cdot 10^{39}$ energ $\cdot \sec^{-1}$. This value may be compared with the value of energy loss of cosmic rays due to the nuclear interactions with interstellar gas.

29 ноября 1977 Институт геофизики АН УССР

В. Г. КРИВДИК.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей. АН СССР, М., 1963,
- 2. В. Л. Гинзбург, В. С. Птускин, УФН, 117, 585, 1975.
- 3. Космическая газодинамика, под ред. Х. Дж. Хабинга, Мир. М., 1972.
- 4. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1975.
- 5. В. Л. Гинзбург, С. Б. Пикельнер, И. С. Шкловский, Астрон. ж., 32, 503, 1955.
- 6. Дж. К. Брандт, Солнечный ветер, Мир, М., 1973.
- 7. L. Woltjer, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 10, 129, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР АСТРОФИЗИКА

TOM 14

МАЙ, 1978

ВЫПУСК 2

РЕЦЕНЗИИ

В. Г. Горбацкий. Космическая газодинамика, 360 стр., «Наука», М., 1977.

В современных астрофизических исследованиях методы космической газодинамики играют, по-видимому, решающую роль. В самом деле, именно привлечение идей и математического аппарата космической газодинамики позволяет, например, понять сущность процессов и явлений, происходящих в атмосфере и короне ближайшей к нам звезды — Солнца: грануляция и наблюдаемые поля скоростей связываются с конвективными движениями, происходящими во внешних слоях оболочки Солнца, нагрев (и само существование) хромосферы и короны — с движением в атмосфере Солнца ударных и магнитогидродинамических воли. Да и сам солнечный ветер — поток частиц солнечной плазмы — является классическим примером гидродинамического явления. Излишне подчеркивать, что все упомянутые здесь явления в большей или меньшей мере типичны и для других звезд.

Тем более очевидно, что лишь с помощью космической газодинамики (или магнитогазодинамики) можно объяснять такие впечатляющие явления, как хромосферные вспышки на Солнце, вспышки Сверхновых или «просто» пульсации звезд. Лишь в рамках идей космической газодинамики можно решить и вопросы о динамическом состоянии межзвездной среды — о характере существующих в ней движений, об особенностях взаимодействия с ней расширяющихся оболочек Сверхновых и т. д.

И достаточно перелистать страницы докладов, заслушанных на первом или втором симпозиуме по космической газодинамике (а такие симпозиумы за последние тридцать лет проводились регулярно каждые три года), чтобы убедиться, насколько далеко вперед шагнула космическая газо-

динамика как в подходе к постановке задач (в моделировании того или другого явления), так и в разработке методов их решения. Нельзя не заметить, что за эти тридцать лет центр тяжести сместился от поисков аналитических решений к численному интегрированию уравнений космической газодинамики с помощью мощных электронных вычислительных машин.

Этот непрерывный поиск все новых, более совершенных методов решения задач космической газодинамики, более адекватного моделирования явления постоянно допускал возможность еще и еще раз ставить вопрос о том, насколько правильной является только что построенная модель. Многие исследователи, видимо, приходили к выводу о том, что обобщагь эти методы и полученные с их помощью результаты в виде монографий, может быть, еще преждевременно. Этим, вероятно, и следует объяснять тот факт, что число книг — обзоров и монографий — по космической газодинамике все время оставалось крайне ограниченным. Примером сказанному может быть хотя бы тот факт, что до сих пор все еще нет монографии, в которой была бы исчерпывающе изложена теория пульсаций переменных звезд. И это несмотря на то, что к настоящему времени достигнуты неоспоримые успехи как в разработке в общей теории колебаний звезд, так и в понимании (значительной степени благодаря пионерским работам С. А. Жевакина) сущности происходящих здесь явлений, проведено огромное количество расчетов с помощью вычислительных машин.

Поэтому выход книги В. Г. Горбацкого является весьма своевременным. Книга состоит из шести глав. В первых трех излагаются методы космической газодинамики, в последующих — результаты их применения в исследованиях межзвездной среды и звезд.

В главе 1 («Основные понятия газодинамики») речь идет прежде всего о величинах, которыми определяется состояние газа, здесь находим определения таких фундаментальных для газодинамики понятий, как энергия системы, температура, удельная теплоемкость и др. Далее приводится система уравнений газовой динамики, записанная как в эйлеровых, так и в лагранжевых координатах, которая на следующих страницах обобщается на случай движения газа в присутствии магнитного поля; приведены решения, которыми описывается плоское изэнтропическое движение газа. Здесь же обсужден вопрос об образовании ударной волны, приведены соотношения, выполняющиеся на фронте ударной волны, затронута проблема структуры фронта ударной волны, обсуждено влияние высвечивания энергии с фронта на величину скачков параметров на фронте ударной волны. В последнем параграфе изложены принципы, лежащие в основе метода автомодельных решений уравнений газодинамики.

В главе 2 («Газодинамическая устойчивость») описаны методы исследования устойчивости — метод малых возмущений и обобщенный вариационный принцип. Далее обсуждаются вопросы устойчивости равновесных

тазовых конфигураций, причем большое внимание уделено проблеме устойчивости быстро вращающихся конфигураций, которая представляет интерес для теории звездной эволюции и происхождения тесных двойных систем. В этой же главе находим критерий Джинса и влияние на последний различных факторов, в том числе силы Кориолиса, магнитного поля и др. Подробно описаны условия развития неустойчивости Релея—Тейлора и Кельвина—Гельмгольца, условия устойчивости тангенциальных разрывов в сжимаемой жидкости и, наконец, проблема устойчивости ударных волн.

В главе 3 («Турбулентность, конвективная и тепловая неустойчивости») изложены общие представления о закономерностях турбулентного движения и подробно описаны методы его исследования. Обсуждена возможность генерации и усиления магнитных полей турбулентным движением. Далее рассмотрена проблема конвективной неустойчивости в космических условиях с учетом таких специфических факторов, как сжимаемость среды, переменность плотности, преобладание лучистой теплопроводности, влияние магнитных полей и др. Здесь же обсуждены проблемы, связанные с описанием переноса энергии конвекцией, отмечаются недостатки приближенных теорий, основывающихся на понятии длины перемешивания. И. наконец, изложена теория тепловой неустойчивости и ее применимость для объяснения таких наблюдаемых явлений, как протуберанцы, уплотнения в планетарных туманностях и т. д.

В главе 4 («Газодинамика межзвездной среды») обсуждается роль тепловой неустойчивости в определении структуры межзвездной среды. причем в качестве источников нагрева межзвездного газа рассматриваются космические лучи, мягкое рентгеновское излучение, коротковолновое излучение звезд и столкновения между газовыми облаками. Обсуждая особенности макроскопического движения межзвездного газа, автор отмечает, что полученные в последние годы данные ставят под сомнение концепцию облачной структуры межзвездной среды и что отсутствие теории сверхзвуковой турбулентности не позволяет пока с определенностью решить вопрос о характере движения газа в туманностях. Далее идет речь о структуре межэвездных ударных волн, возникающих, в частности, при столкновениях облаков нейтрального водорода, как без, так и с учетом магнитного поля. Здесь же изложены полученные в последние годы результаты исследования взаимодействия оболочек Сверхновых с межзвездным газом, а также динамические проблемы, связанные с движением областей ионизованного водорода (ионизационных фронтов).

В главе 5 («Движение газа в звездах») обсуждены отдельные задачи газодинамики звезд и звездных оболочек, причем прежде всего описан подход к расчетам структуры внешних конвективных зон, изучение которых, как справедливо отмечает автор, в большой степени стимулировало развитие космической газодинамики. Далее автор останавливается на газодина-

мической основе проблемы колебаний звезд, на теории центральных и периферических взрывов в звездах, излагает основные результаты исследований ударных воли, распространяющихся во внешних слоях звезд. В последнем параграфе изложена задача о нестационарном истечении с поверхности звезды газа, нагретого ударной волной, и проблема звездного ветра.

И, наконец, в главе 6 («Течения во вращающихся звездах и в гесных двойных системах») изложены современные представления о влиянии вращения на движения газа в осесимметричных звездных конфигурациях; обсуждены динамика оболочек быстро вращающихся звезд типа Ве и влияние динамических приливов на состояние звезды, входящей в тесную двойную систему; рассмотрены особенности движения газовых потоков в тесных двойных системах и динамика существующих в этих системах дискообразных оболочек зьезд. Книга завершается обсуждением теории нестационарной конвекции и проблемы энергетической неустойчивости компонент тесных двойных систем.

Переходя к общей оценке книги, отметим прежде всего, что главное внимание в ней уделено физическим идеям, тогда как результаты конкретных расчстов изложены в ней очень сжато. Первое свидетельствует о несомненном достоинстве и полезности книги, во втором же можно было бы усмотреть ее слабую сторону. Так, количество иллюстраций (а их в книге всего 19) следует считать явно недостаточным, их число можно было бы по крайней мере утроить. Но здесь, безусловно, приходится считаться с тем, что при таком подходе объем книги пришлось бы увеличить в полтора-два раза.

Можно, конечно, поставить вопрос и о том, насколько оправданным является включение в монографию проблемы устойчивости равновесных конфигураций, в частности, быстро вращающихся конфигураций несжимаемой жидкости (§ 2 гл. 2), или же проблемы динамических приливов в звезде, являющейся компонентом тесной двойной системы (§ 3 гл. 6), ведь они относятся скорее к области небесной механики, чем к космической газодинамике. Но именно здесь и приходится иметь в виду, что читатель пока весьма ограничен в своем выборе литературы не только по этим, но и многим другим вопросам, сжатое изложение которых находим в отдельных главах и параграфах книги.

Есть несколью более частных замечаний. Так, на стр. 45 уместно было бы подчеркнуть, что условия сохранения (1.139)—(1.141), выполняющиеся на фронте ударной волны, следуют из записанных ранее в дифференциальной форме уравнений непрерывности, движения и закона сохранения энергии. На стр. 47 говорится об уменьшении скорости ударной волны, ссли нет компенсации энергии, затраченной волной на нагревание газа. Следовало добавить, что речь идет о движении ударной волны в однородной среде, так как, например, движение достаточно сильной ударной волны

в неоднородной среде будет ускоренным. При обсуждении типов ионизационных фронтов следовало дать выражения для критических значений плотностей ρ_D и ρ_R . Далее, при изучении вопроса о строении конвективной зоны звезды (стр. 222) читателю нелегко сориентироваться, из какаких соображений формулой (5.14) вводится величина отношения энергии, перенесенной элементом, к энергии, потерянной им на излучение за время движения. Следовало более подробно описать свойства волн охлаждения, движущихся внутрь оболочек Сверхновых при их разлете (стр. 250).

В целом книга В. Г. Горбацкого будет очень полезным пособием для тех астрономов, физиков и механиков, которые интересуются применением газодинамических методов в астрофизике, она, несомненно, будет стимулировать дальнейшие работы в этом направлении.

И. А. КЛИМИЦІИН

CONTENTS

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 COM-	
PONENT OF A CLOSE BINARY SYSTEM AND HAS A RAPID ROTATING CORE	215
ON ONE GENERAL EXPRESSION FOR THE POTENTIAL OF SPHERICAL	213
STELLAR SYSTEMS · · · · · · · · · · · · · · · · · · L. P. Ossipkov	225
ON THE EXTENSION OF THE PULSATING STAR ATMOSPHERE UNDER	
THE ACTION OF PERICUICAL 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. Yeglazarian, M. A. Kazarian, E. Ye. Khachiktan	263
PHOTOGRAPHIC PHOTOMETRY OF COMPACT CLUSTER OF COMPACT	
GALAXIES No. 1 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	273
COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES. VIII	
F. W. Baier, H. Tiersch	279
OBSEPVATIONS OF RADIO FLARES OF STARS IN THE REGION OF THE PLEIADES AT $327~MHz$	
V. A. Sanamtan, V. R. Venugopal, H. S. Chavushian	283
THE SURFACE BRIGHTNESS OF THE NORTHERN MILKY WAY IN THE	
RED REGION · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	293
MICROSTRUCTURES IN THE PLANETARY NEBULA NGC 7293	0.05
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	313
PRIMORDIAL "BLACK HOLES" · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	325
STATIC AND NEAR TO STATIC SEMICLOSED CONFIGURATIONS AND	323
COSMOLOGICAL TERM	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. Kusumov, I. M. Yusifov	351
NOTES	
THE LOSS OF ENERGY OF COSMIC RAYS IN THE EXPANDING AREAS OF GALAXY V. G. Krivdik	357
REVEWS	
V. G. GORBATSKI. "COSMIC GASODYNAMICS"	361
• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	