ISSN - 0571 - 1712

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965 г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան, Ա.Ա.Բոյարչուկ, Վ.Գ.Գորբացկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Պ.Գրինին, Վ.Վ.Իվանով, Ն.Ս.Կարդաշև, Ա.Գ.Մասևիչ, Լ.Վ.Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան, Դ.Մ.Սեդրակյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Յու.Տերեբիժ, Ա.Տ.Քալլօղլյան (պատ. քարտուղար):

Редакционная коллегия: Г.С.Бисноватый-Коган, А.А.Боярчук, В.Г.Горбацкий (зам. главного редактора), В.П.Гринин, В.В.Иванов, А.Т.Каллоглян (ответ. секретарь), Н.С.Кардашев, А.Г.Масевич, Л.В.Мирзоян (главный редактор), Г.С.Саакян, Д.М.Седракян (зам. главного редактора), В.Ю.Теребиж.

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной Академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 1999

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.31-852

МЕТОД АЛЬБЕДНОГО СДВИГА: ФУНКЦИЯ ИСТОЧНИКОВ В ПЛОСКИХ АТМОСФЕРАХ

В.В.ИВАНОВ, А.М.КАСАУРОВ

Поступила 25 мая 1999

Рассматривается классическая задача теории переноса излучения - расчет поля излучения внутри плоской рассеивающей атмосферы. Недавно предложенный метод альбедного сдвига применяется для расчета функции источников как в полубесконечных атмосферах, так и в атмосферах конечной оптической толщины, освещаемых параллельными лучами. Метод позволяет "подавлять" рассеяния и получить итеративные решения интегрального уравнения для функции источников всего за несколько прямых лямбда-итераций даже в тех случаях, когда среднее число рассеяний фотона в атмосфере очень велико.

1. *Введение.* Метод альбедного сдвига - это новый численно-аналитический метод расчета полей излучения в плоских рассеивающих атмосферах [1-7]. В основе метода лежит неожиданный факт - как для интегральных, так и для интегро-дифференциальных уравнений теории переноса излучения удается построить однопараметрические семейства вспомогательных уравнений той же общей структуры, что и обычные уравнения теории переноса (для каждого конкретного уравнения свое семейство). При этом существуют простые формулы, связывающие решения вспомогательных и исходных уравнений для любого значения параметра. Варьируя свободный параметр во вспомогательных уравнениях, можно менять численные свойства этих уравнений. Оказывается, что легко подобрать такое значение параметра, при котором итеративное решение вспомогательных уравнений оказывается весьма быстро сходящимся. Получив таким образом решение вспомогательного уравнения, по простым формулам можно затем восстановить решение исходной физической задачи.

В настоящей работе приводятся результаты применения этого подхода для нахождения функции источников $S(\tau)$ в освещаемых параллельными лучами атмосферах произвольной оптической толщины, как конечных, так и полубесконечных.

Развиваемый нами алгоритм является небольшим упрощением общего алгоритма альбедного сдвига для расчета функций источников в атмосферах произвольной оптической толщины с любым распределением первичных источников [4]. В основе упрощения лежит использование того факта, что функция источников *в освещаемой параллельными лучами атмосфере* является по существу преобразованием Лапласа от функции Грина интегрального уравнения для функции источников.

2. *Уравнения переноса излучения.* Как известно ([8,9], гл. 6, [10]; см. также [11], гл. 6), расчет усредненного по азимуту поля излучения в плоской освещаемой извне атмосфере сводится к решению следующего уравнения для так называемой псевдо-интенсивности $I(\tau,\mu)$:

$$\mu \frac{\partial I(\tau,\mu)}{\partial \tau} = -I(\tau,\mu) + S(\tau), \tag{1}$$

где $S(\tau)$ - функция источников, порождаемая псевдо-интенсивностью:

$$S(\tau) = \int_{-1}^{1} I(\tau,\mu')\Psi(\mu')\,d\mu' + e^{-\tau/\mu_0}, \tag{2}$$

и $\Psi(\mu)$ - характеристическая функция Чандрасекара. Здесь τ - оптическая глубина, отсчитываемая от верхней (освещаемой) границы, τ_0 - оптическая толщина атмосферы, μ - косинус угла между направлением распространения излучения и внутренней нормалью к верхней границе, μ_0 - косинус угла падения освещающего излучения. Граничные условия для псевдо-интенсивности $I(\tau,\mu)$ имеют вид:

$$I(0,\mu) = 0, \qquad \mu > 0, \tag{3}$$

$$I(\tau_0,\mu) = 0, \qquad \mu < 0. \tag{4}$$

Характеристическая функция $\Psi(\mu)$ представляет собой ряд по степеням μ^2. Коэффициенты этого ряда выражаются через альбедо однократного рассеяния a и коэффициенты x_l разложения индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра $P_l(\mu)$, причем $x_0 = 1$. Выражение для $\Psi(\mu)$ имеет вид

$$\Psi(\mu) = \frac{a}{2}\sum_{l=0}^{\infty} x_l R_l(\mu) P_l(\mu), \tag{5}$$

где $R_l(\mu)$ - многочлены порядка l такие, что

$$R_0(\mu) = 1, \qquad R_1(\mu) = (1-a)\mu, \tag{6}$$

а при $l \ge 2$

$$lR_l(\mu) + (l-1)R_{l-2}(\mu) = (2l-1-ax_{l-1})\mu R_{l-1}(\mu). \tag{7}$$

Это трехчленное рекуррентное соотношение подобно аналогичному соотношению для полиномов Лежандра

$$l P_l(\mu) + (l-1)P_{l-2}(\mu) = (2l-1)\mu P_{l-1}(\mu), \tag{8}$$

которые являются частным случаем $R_l(\mu)$, соответствующим $a = 0$.

Заметим, что в уравнении для псевдо-интенсивности (1) роль, аналогичную роли обычного альбедо однократного рассеяния a в физическом уравнении переноса, играет величина

$$\lambda = 2\int_0^1 \Psi(\mu)\,d\mu. \tag{9}$$

При произвольной индикатрисе рассеяния выражения, дающие физическую интенсивность излучения и физическую функцию источников по $I(\tau,\mu)$ и $S(\tau)$, довольно громоздки (см. [10]). Однако в простейшем случае изотропного рассеяния все совсем просто. Мы имеем тогда $\lambda = a$, $\Psi(\mu) = \lambda/2$, а $I(\tau,\mu)$ и $S(\tau)$ совпадают с соответствующими физическими величинами.

3. *Функция источников.* Подставляя формальное решение уравнения (1) в (2), легко получить хорошо известное интегральное уравнение для функции источников S:

$$S(\tau,\mu_0) = \int_0^{\tau_0} K(\tau-\tau') S(\tau',\mu_0)\, d\tau' + e^{-\tau/\mu_0}, \tag{10}$$

где ядерная функция имеет вид

$$K(\tau) = \int_0^1 e^{-|\tau|/\mu}\, \Psi(\mu) \frac{d\mu}{\mu}. \tag{11}$$

Она нормирована следующим образом:

$$\int_{-\infty}^{\infty} K(\tau)\, d\tau = \lambda. \tag{12}$$

В уравнении (10) μ_0 является параметром (как и τ_0). Заметим, что при $\tau_0 = \infty$ уравнение (10) представляет собой уравнение типа Винера-Хопфа.

В дальнейшем будем рассматривать μ_0 просто как вещественный параметр, а не как косинус угла падения освещающего излучения. Если положить $\mu_0 = \infty$, то получим источниковый член, соответствующий равномерному распределению первичных источников. Для краткости обозначений нижний индекс 0 у μ_0 далее опускается.

Предположим, что существует такое k, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-k\tau} K(\tau)\, d\tau = 1. \tag{13}$$

Это соотношение известно как характеристическое уравнение, k - его корень.

Для простоты будем считать, что в неконсервативном случае ($\lambda < 1$) характеристическое уравнение имеет только одну пару корней $\pm\, k$, $k > 0$. Достаточным (но не необходимым) условием этого является $\Psi(\mu) \geq 0$. В консервативном случае имеем один двукратно вырожденный корень $k = 0$.

Функция $S(\tau,\mu)$, наряду с уравнением (10), удовлетворяет также следующему линейному уравнению [12]; см. также [13]:

$$T(\mu) S(\tau,\mu) = e^{-\tau/\mu} -$$
$$- \mu \int_0^1 \frac{S(\tau,\mu')}{\mu-\mu'} \Psi(\mu')\, d\mu' - e^{-\tau_0/\mu}\, \mu \int_0^1 \frac{S(\tau_0-\tau,\mu')}{\mu+\mu'} \Psi(\mu')\, d\mu', \tag{14}$$

где функция $T(\mu)$ имеет вид

$$T(\mu) = 1 - 2\mu^2 \int_0^1 \frac{\Psi(\mu')}{\mu^2 - \mu'^2} d\mu'. \tag{15}$$

В уравнении (14), в отличие от (10), в роли параметра выступает τ, а независимой переменной является μ. По сути дела, уравнение (14) - это уравнение для преобразования Лапласа по одной из пространственных переменных (τ') от резольвенты $\Gamma(\tau,\tau')$ интегрального уравнения (10) [4]. Величина $1/\mu$ является параметром преобразования Лапласа.

Заметим, что характеристическое уравнение (13) можно записать также в следующем виде:

$$T\left(\frac{1}{k}\right) = 0. \tag{16}$$

При наличии корня у характеристического уравнения решение уравнения (14) неединственно. Чтобы из всего множества решений выделить то, которое дает физическое решение уравнения (10), следует наложить дополнительное условие

$$\int_0^1 \frac{S(\tau,\mu')}{1-k\mu'} \Psi(\mu') d\mu' + e^{-k\tau_0} \int_0^1 \frac{S(\tau_0-\tau,\mu')}{1+k\mu'} \Psi(\mu') d\mu' = e^{-k\tau}. \tag{17}$$

Это условие вытекает из (14) и (16), если потребовать, чтобы $S(\tau,\mu)$ была конечна при $\mu = 1/k$.

Значения функции $S(\tau,\mu)$ на границах среды представляют собой так называемые X- и Y-функции:

$$X(\mu) = S(0,\mu), \qquad Y(\mu) = S(\tau_0,\mu). \tag{18}$$

Уравнения для них получаются из (14), если положить последовательно $\tau = 0$ и $\tau = \tau_0$. Имеются также хорошо известные нелинейные уравнения для X и Y (см., например, [8]). Впрочем, эти нелинейные уравнения нам не понадобятся.

4. *Альбедный сдвиг для функции источников*. Как уже говорилось во *Введении*, суть метода альбедного сдвига заключена в том, что интегральному уравнению (10) для функции источников мы сопоставляем однопараметрическое семейство уравнений той же структуры. При этом мы можем взять свободный параметр таким, что выбранное уравнение будет обладать "хорошими" численными свойствами.

Пусть k_1 - произвольное вещественное число. Введем семейство характеристических функций $\Psi_1(\mu)$, зависящих от параметра k_1, таких, что

$$\frac{\Psi_1(\mu)}{1 - k_1^2 \mu^2} = \frac{\Psi(\mu)}{1 - k^2 \mu^2}. \tag{19}$$

Согласно (16) и (19), мы имеем

$$T_1\left(\frac{1}{k_1}\right) = 0, \tag{20}$$

где

$$T_1(\mu) = 1 - 2\mu^2 \int_0^1 \frac{\Psi_1(\mu')}{\mu^2 - \mu'^2} d\mu'. \tag{21}$$

Характеристическое уравнение (20) имеет такой же вид, как и (16). Заметим, что

$$\frac{T(\mu)}{1-k^2\mu^2} = \frac{T_1(\mu)}{1-k_1^2\mu^2}. \tag{22}$$

Определим λ_1 как нормировку функции Ψ_1:

$$\lambda_1 \equiv \int_{-1}^{1} \Psi_1(\mu) d\mu \tag{23}$$

и назовем λ_1 *эффективным* или сдвинутым *альбедо* (отсюда термин "альбедный сдвиг"). Далее по $\Psi_1(\mu)$ строим ядро $K_1(\tau)$ по аналогии с (11):

$$K_1(\tau) = \int_0^1 e^{-|\tau|/\mu} \Psi_1(\mu) \frac{d\mu}{\mu}. \tag{24}$$

Функция $K_1(\tau)$ нормирована следующим образом:

$$\int_{-\infty}^{\infty} K_1(\tau) d\tau = \lambda_1. \tag{25}$$

Введем функцию $S_1(\tau,\mu)$ как решение вспомогательного уравнения

$$S_1(\tau,\mu) = \int_0^{\tau_0} K_1(\tau-\tau') S_1(\tau',\mu) d\tau' + S_1^*(\tau,\mu) \tag{26}$$

при

$$S_1^*(\tau,\mu) = e^{-\tau/\mu}. \tag{27}$$

По аналогии с (18) определим

$$X_1(\mu) = S_1(0,\mu), \qquad Y_1(\mu) = S_1(\tau_0,\mu). \tag{28}$$

Как и в случае $S(\tau,\mu)$ функция $S_1(\tau,\mu)$ помимо уравнения (26) удовлетворяет также линейному уравнению вида

$$T_1(\mu) S_1(\tau,\mu) = e^{-\tau/\mu} - \\ - \mu \int_0^1 \frac{S_1(\tau,\mu')}{\mu-\mu'} \Psi_1(\mu') d\mu' - e^{-\tau_0/\mu} \mu \int_0^1 \frac{S_1(\tau_0-\tau,\mu')}{\mu+\mu'} \Psi_1(\mu') d\mu'. \tag{29}$$

В частности, последовательно положив в (29) $\tau=0$ и $\tau=\tau_0$, мы получим систему линейных уравнений для функций $X_1(\mu)$ и $Y_1(\mu)$. Соответствующая однородная система имеет решение [14]

$$x_1(\mu) = \frac{\mu}{1-k_1\mu} \left[\chi_1\!\left(\frac{1}{k_1}\right) X_1(\mu) + y_1\!\left(\frac{1}{k_1}\right) Y_1(\mu) \right], \tag{30}$$

$$y_1(\mu) = -\frac{\mu}{1+k_1\mu}\left[\mathcal{Y}_1\left(\frac{1}{k_1}\right) X_1(\mu) + \mathcal{X}_1\left(\frac{1}{k_1}\right) Y_1(\mu)\right], \tag{31}$$

где

$$\mathcal{X}_1\left(\frac{1}{k_1}\right) = 1 - \int_0^1 \frac{X_1(\mu')}{1+k_1\mu'}\Psi_1(\mu')\,d\mu', \tag{32}$$

$$\mathcal{Y}_1\left(\frac{1}{k_1}\right) = \mu\int_0^1 \frac{Y_1(\mu')}{1+k_1\mu'}\Psi_1(\mu')\,d\mu'. \tag{33}$$

Ясно поэтому, что решение уравнения (29) неединственно. Его общее решение $\widetilde{S}_1(\tau,\mu)$ должно иметь вид

$$\widetilde{S}_1(\tau,\mu) = S_1(\tau,\mu) + C_1^+(\tau)\, x_1(\mu) + C_1^-(\tau)\, y_1(\mu), \tag{34}$$

где $C_1^\pm$ - произвольные постоянные (зависящие от параметра τ), а $S_1(\tau,\mu)$ - частное решение уравнения (29). В качестве частного решения мы выбираем то, которое остается конечным при $\mu = 1/k_1$. Поэтому в силу (29) и (20) оно должно удовлетворять соотношению

$$\int_0^1 \frac{S_1(\tau,\mu')}{1-k_1\mu'}\Psi_1(\mu')\,d\mu' + e^{-k_1\tau_0}\int_0^1 \frac{S_1(\tau_0-\tau,\mu')}{1+k_1\mu'}\Psi_1(\mu')\,d\mu' = e^{-k_1\tau}. \tag{35}$$

Связь между $S(\tau,\mu)$ и $S_1(\tau,\mu)$ обсуждается в двух следующих пунктах.

4.1. *Полубесконечные атмосферы*. Рассмотрим сначала более простой случай полубесконечной среды ($\tau_0 = \infty$). В этом случае можно получить две альтернативные формулы связи функций S и S_1. Первая из них записывается так:

$$S(\tau,\mu) = \frac{1+k_1\mu}{1+k\mu}\left(S_1(\tau,\mu) + (k_1-k)\int_0^\tau e^{-k(\tau-\tau')} S_1(\tau',\mu)\,d\tau'\right). \tag{36}$$

Ее вывод см. в [3,6]. Второе выражение имеет вид

$$S(\tau,\mu) = \frac{1-k_1^2\mu^2}{1-k^2\mu^2}\left(S_1(\tau,\mu) + (k_1-k)\frac{\mu}{1-k_1\mu}\frac{H_1(\mu)}{H_1\left(\frac{1}{k}\right)} S_1\left(\tau,\frac{1}{k}\right)\right), \tag{37}$$

где обозначено

$$H_1(\mu) = S_1(0,\mu). \tag{38}$$

Можно показать, что формулы (36) и (37) эквивалентны. Соответствующая выкладка довольно громоздка, и мы ее опускаем. С численной точки зрения эти формулы, однако, заметно различаются, см. ниже.

Формулы (36) и (37) позволяют находить (*восстанавливать*) решение исходного уравнения (10) по решениям вспомогательного уравнения (26) той же общей структуры, но с другим ядром. Будем называть их *формулами восстановления.*

Мы в дальнейшем будем пользоваться формулой (37). Она выводится следующим образом. При $\tau_0 = \infty$ уравнение (29) принимает вид

$$T_1(\mu) S_1(\tau,\mu) = e^{-\tau/\mu} - \mu \int_0^1 \frac{S_1(\tau,\mu')}{\mu-\mu'} \Psi_1(\mu') d\mu', \tag{39}$$

а дополнительное условие (35) переходит в

$$\int_0^1 \frac{S_1(\tau,\mu')}{1-k_1\mu'} \Psi_1(\mu') d\mu' = e^{-k_1\tau}. \tag{40}$$

В частности, при $\tau = 0$ последние два соотношения дают

$$T_1(\mu) H_1(\mu) = 1 - \mu \int_0^1 \frac{H_1(\mu)}{\mu-\mu'} \Psi_1(\mu') d\mu' \tag{41}$$

и

$$\int_0^1 \frac{H_1(\mu')}{1-k_1\mu'} \Psi_1(\mu') d\mu' = 1. \tag{42}$$

Функция $H_1(\mu)$, наряду с линейным уравнением (41), удовлетворяет также хорошо известному нелинейному уравнению Амбарцумяна-Чандрасекара. Впрочем, оно в дальнейшем не используется и поэтому мы его не приводим.

Уравнение (39) - это неоднородное линейное уравнение. Пользуясь (41) и (42), нетрудно показать, что соответствующее однородное уравнение имеет решение

$$\frac{\mu H_1(\mu)}{1-k_1\mu}. \tag{43}$$

Поэтому решение неоднородного уравнения неединственно. Его общее решение $\widetilde{S}_1(\tau,\mu)$ можно представить как сумму частного решения уравнения (39) (в качестве него мы возьмем то, которое удовлетворяет условию (40)) и общего решения однородного уравнения:

$$\widetilde{S}_1(\tau,\mu) = S_1(\tau,\mu) + C_1(\tau) \frac{\mu H_1(\mu)}{1-k_1\mu}, \tag{44}$$

где C_1 - произвольная постоянная (зависящая от параметра τ).

Из структуры уравнений (14) и (29) при учете соотношения (22) следует, что

$$\left(1-k^2\mu^2\right) S(\tau,\mu) = \left(1-k_1^2\mu^2\right) \widetilde{S}_1(\tau,\mu). \tag{45}$$

В выражении для общего решения $\widetilde{S}_1(\tau,\mu)$ присутствует произвольная функция $C_1(\tau)$. Ее можно найти, если в (44) и (45) положить $\mu = 1/k$ и учесть, что $S\left(\tau,\frac{1}{k}\right)$ конечна. Это дает

$$\tilde{S}_1\left(\tau, \frac{1}{k}\right) = 0, \tag{46}$$

откуда получаем

$$C_1(\tau) = (k_1 - k)\frac{S_1\left(\tau, \frac{1}{k}\right)}{H_1\left(\frac{1}{k}\right)}. \tag{47}$$

Доказываемая формула восстановления (37) непосредственно следует из (45), (44) и (47).

Сопоставим формулы восстановления (36) и (37). Если в случае формулы (36) для нахождения $S(\tau,\mu)$ необходимо знать решение вспомогательного уравнения (26) только со свободным членом $e^{-\tau/\mu}$, то в формуле (37) требуется иметь также решение этого уравнения со свободным членом $e^{-k\tau}$. Однако у (37) есть и преимущество - не требуется вычисления интеграла от функции $S_1(\tau,\mu)$. Другое важное достоинство формулы (37) — то, что она легко обобщается на случай конечных τ_0, тогда как (36) - нет.

Отметим, что частный случай формулы (37), соответствующий $k_1 = 0$, был получен в [1] с использованием принципа инвариантности. Это было первое указание на возможность замены решения уравнения (10) на решение вспомогательного уравнения (26) такой же общей структуры, но с иными численными свойствами.

4.2. *Атмосферы конечной оптической толщины.* При конечных τ_0 регулярное решение $S(\tau,\mu)$ уравнения (14) связано с даваемым выражением (34) общим решением вспомогательного уравнения (26) тем же (указанным Д.И.Нагирнером [4]) соотношением (45), что и в случае полубесконечной среды. При этом входящие в $\tilde{S}_1(\tau,\mu)$ функции $C_1^{\pm}(\tau)$ однозначно определяются требованием конечности $S(\tau,\mu)$ при $\mu = \pm 1/k$. Это приводит к основной для нас формуле восстановления, выражающей регулярное решение $S(\tau,\mu)$ через $S_1(\tau,\mu)$:

$$S(\tau,\mu) = \frac{1 - k_1^2\mu^2}{1 - k^2\mu^2}\left(S_1(\tau,\mu) + C_1^+(\tau)x_1(\mu) + C_1^-(\tau)y_1(\mu)\right), \tag{48}$$

где $C_1^{\pm}(\tau)$ определяются соотношениями

$$C_1^+(\tau)x_1\left(\frac{1}{k}\right) + C_1^-(\tau)y_1\left(\frac{1}{k}\right) = -S_1\left(\tau, \frac{1}{k}\right), \tag{49}$$

$$C_1^+(\tau)y_1\left(\frac{1}{k}\right) + C_1^-(\tau)x_1\left(\frac{1}{k}\right) = -S_1\left(\tau_0 - \tau, \frac{1}{k}\right). \tag{50}$$

При получении (50) мы воспользовались тем, что

$$S_1\left(\tau,-\frac{1}{k}\right)=e^{k\tau_0}S_1\left(\tau_0-\tau,\frac{1}{k}\right) \tag{51}$$

и

$$x_1(-\mu)=e^{\tau_0/\mu}\,y_1(\mu). \tag{52}$$

Для нахождения входящих в (48)-(50) величин $x_1(\mu)$, $y_1(\mu)$, а также $x_1\left(\frac{1}{k}\right), y_1\left(\frac{1}{k}\right)$ есть две возможности. Первая - прямой расчет их по формулам (30)-(33) с использованием значений функций X_1 и Y_1, рассчитываемых, например, итерациями по соответствующим нелинейным уравнениям (как это делалось в нашей предыдущей работе [7]). Есть, однако, вторая возможность, которая позволяет обойти расчет функций из X_1 и Y_1 из определяющих их уравнений. Она явно предпочтительнее. Обозначим через $\breve{S}_1(\tau)$ решение уравнения (26) со свободным членом

$$\int_0^1\frac{e^{-\tau/\mu'}}{1+k_1\mu'}\Psi_1(\mu')\,d\mu'. \tag{53}$$

Сопоставляя (27) с (53), заключаем, что

$$\breve{S}_1(\tau)=\int_0^1\frac{S_1(\tau,\mu')}{1+k_1\mu'}\Psi_1(\mu')\,d\mu'. \tag{54}$$

Учитывая (28), находим

$$\breve{S}_1(0)=1-x_1\left(\frac{1}{k_1}\right), \tag{55}$$

$$\breve{S}_1(\tau_0)=y_1\left(\frac{1}{k_1}\right). \tag{56}$$

В итоге оказывается, что для получения *всех* величин, фигурирующих в (48), достаточно трижды решить одно и то же вспомогательное уравнение (26) с тремя различными свободными членами, именно, $e^{-\tau/\mu}$, $e^{-k\tau}$ и (53). При таком подходе никаких дополнительных расчетов функций $X_1(\mu)$, $Y_1(\mu)$ и порождаемых ими величин проводить не требуется.

Случай консервативного рассеяния ($k=0$) нуждается в специальном рассмотрении, так как система уравнений (49)-(50) вырождается тогда в одно уравнение. Поступим следующим образом. Из (49)-(50) следует, что

$$C_1^+(\tau)\pm C_1^-(\tau)=-\frac{S_1\left(\tau,\frac{1}{k}\right)\pm S_1\left(\tau_0-\tau,\frac{1}{k}\right)}{x_1\left(\frac{1}{k}\right)\pm y_1\left(\frac{1}{k}\right)}. \tag{57}$$

Устремим здесь k к 0 и учтем, что

$$S_1\left(\tau,\frac{1}{k}\right)=S_1^0(\tau)-kS_1^1(\tau)+O(k^2), \tag{58}$$

где $S_1^i(\tau)$ - решения уравнений

$$S_1^i(\tau) = \int_0^{\tau_0} K_1(\tau-\tau')S_1^i(\tau')d\tau' + \tau^i, \qquad i = 0,1. \tag{59}$$

При верхних знаках (+) неприятностей не возникает, при нижних же знаках (-) дробь в правой части (57) дает неопределенность 0/0. Ее раскрытие требует простых, но довольно длинных выкладок. Мы их не приводим. В результате получается следующая система уравнений для нахождения $C_1^{\pm}(\tau)$ в консервативном случае:

$$C_1^+(\tau) + C_1^-(\tau) = D^+ S_1^0(\tau), \tag{60}$$

$$C_1^+(\tau) - C_1^-(\tau) = D^-\left(S_1^1(\tau_0-\tau) - S_1^1(\tau)\right), \tag{61}$$

где постоянные $D^{\pm}$ определяются соотношениями

$$\frac{k_1}{D^+} = \left[1 - \bar{S}_1(0) + \bar{S}_1(\tau_0)\right] S_1^0(0), \tag{62}$$

$$\frac{k_1}{D^-} = \frac{2}{D^+} - \left[1 - \bar{S}_1(0) - \bar{S}_1(\tau_0)\right]\left[S_1^1(0) - S_1^1(\tau_0)\right]. \tag{63}$$

Заметим, что из (59) следует, что

$$S_1^1(\tau) + S_1^1(\tau_0-\tau) = \tau_0 S_1^0(\tau). \tag{64}$$

Поэтому в решении двух уравнений вида (59) (с $i=0$ и $i=1$) в действительности нет нужды. Достаточно рассчитать лишь S_1^1, после чего S_1^0 находится из (64).

5. *Численные результаты.* Расчеты проводятся следующим образом:

1. Задаются оптические параметры. Их три. Один из них, альбедо частицы a (при изотропном рассеянии $\lambda=a$), характеризует элементарный акт рассеяния, второй, μ, описывает первичные источники, освещающие среду, и, наконец, третий — это оптическая толщина слоя τ_0. Таким образом, искомая функция источников S зависит от двух основных аргументов, τ и μ, и двух вспомогательных параметров, τ_0 и a.

2. Решается характеристическое уравнение (13) (или (16)). В частности, при изотропном рассеянии оно имеет вид

$$\frac{\lambda}{2}\ln\frac{1+k}{1-k} = 1. \tag{65}$$

3. Выбирается значение k_1. Это тот свободный параметр, варьируя который, мы можем менять значение эффективного альбедо λ_1 (формула (25)), тем самым регулируя скорость сходимости итеративного решения вспомогательного уравнения (26) для функции S_1. Более подробно влияние выбора k_1 на скорость сходимости обсуждается чуть позже.

4. Рассчитывается ядерная функция $K_1(\tau)$ (формула (24)). Мы пользовались гауссовой квадратурой.

5. Осуществляется дискретизация уравнения (26) для S_1. Применялась равномерная по $\lg\tau$ сетка, а для вычисления интегралов использовалась формула прямоугольников. Даже при такой простой численной схеме

получаются хорошие результаты.

6. Методом простых итераций решается дискретизованное уравнение для $S_1(\tau)$ при трех формах свободного члена: $e^{-\tau/\mu}$, $e^{-k\tau}$ и (53) - в неконсервативном случае, или $e^{-\tau/\mu}$, τ и (53) - в консервативном.

7. По трем рассчитанным функциям S_1 восстанавливается функция $S(\tau,\mu)$. Для этого сначала находятся $C_1^{\pm}(\tau)$, что требует решения линейной системы двух уравнений (49)-(50) (либо (60)-(61) в консервативном случае).

В случае полубесконечной среды на шагах 6 и 7 возникают небольшие упрощения, описывать которые ввиду их очевидности едва ли есть необходимость.

Одним из свидетельств того, что наша программа работает правильно, служит совпадение между собой значений функций $S(\tau,\mu)$, восстановленных по функциям S_1, рассчитанным для различных значений параметра k_1. Это позволяет оценить и точность получаемых численных результатов.

Другим критерием может служить сравнение значений функции $S(\tau,\mu)$ на границах среды со значениями функций $X(\mu)$ и $Y(\mu)$ (формулы (18)), найденными независимо тем или иным способом (см., в частности, [7]).

Заметим, что, как показал опыт, даже при использовании простейшей схемы численного интегрирования (формула прямоугольников) легко добиться точности в четыре значащих цифры в конечном результате.

Приведем теперь в качестве иллюстрации некоторые численные данные, относящиеся к случаю изотропно рассеивающих атмосфер конечной оптической толщины.

Прежде всего, проиллюстрируем на графиках как происходит восстановление физического решения. На рис. 1-2 приводятся графики функции $S_1(\tau)$ при свободном члене $e^{-\tau/\mu}$ и разных значениях параметров k_1, a и τ_0. Во всех трех случаях $\mu = 1$. При $k_1 = k$ функция $S_1(\tau,\mu)$ переходит в

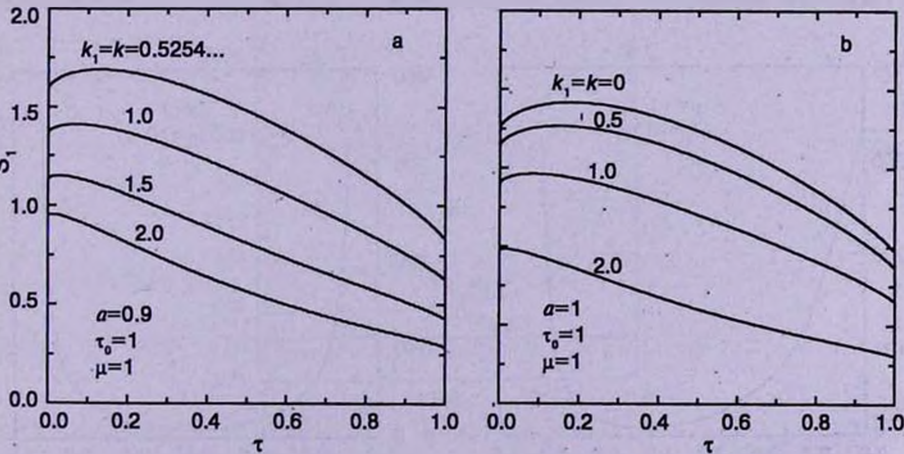

Рис.1. Функция $S_1(\tau,\mu)$ для нескольких значений параметра k_1. Оптическая толщина атмосферы $\tau_0 = 1$, a) альбедо однократного рассеяния $a = 0.9$ и параметр $\mu = 1$; b) альбедо $a = 1$ и параметр $\mu = 1$.

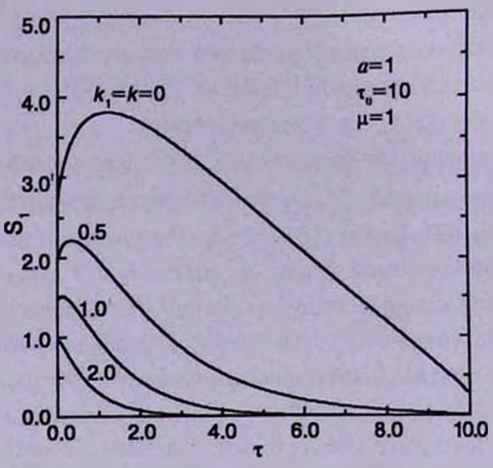

Рис.2. Функция $S_1(\tau,\mu)$ для нескольких значений параметра k_1. Оптическая толщина атмосферы $\tau_0 = 10$, альбедо $a = 1$ и параметр $\mu = 1$.

$S(\tau,\mu)$, т.е. представляет собой искомое решение. Из графиков наглядно видно, как функции $S_1(\tau,\mu)$ меняют свой вид при плавном изменении параметра k_1, постепенно приближаясь к $S(\tau,\mu)$ при уменьшении $|k-k_1|$.

Подчеркнем еще раз, что в формуле восстановления фигурирует функция S_1 не только для свободного члена вида $e^{-\tau/\mu}$, т.е. такого же, как и в уравнении для $S(\tau,\mu)$, но и для двух других свободных членов. Когда $k_1 \to k$, влияние этих дополнительных функций ослабевает, так как $C_1^{\pm}(\tau)$ стремятся при этом к нулю.

На рис.3 показана зависимость числа итераций, необходимых для достижения точности $\varepsilon = 10^{-5}$ (относительная погрешность последовательных итераций) при решении уравнения для $S_1(\tau,\mu)$ методом простых итераций. Из графиков видно, что, варьируя параметр k_1, можно добиться огромного

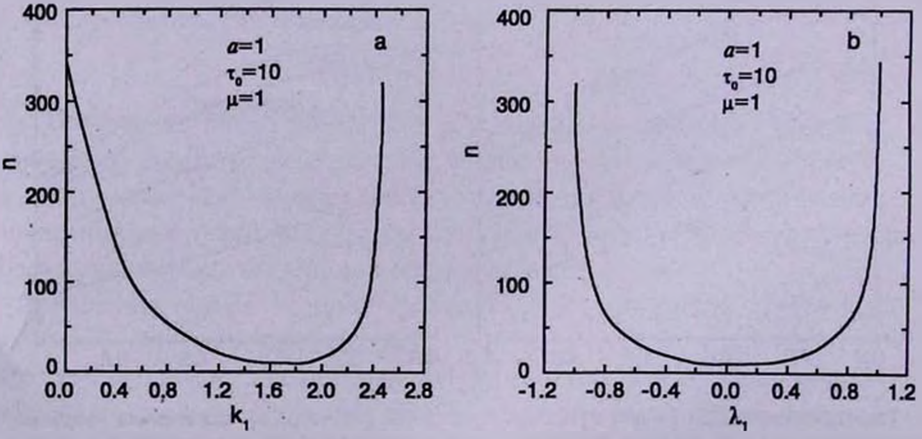

Рис.3. Зависимость числа итераций n от параметра k_1 (рис.a) и от эффективного альбедо λ_1 (рис.b) в случае $a = 1$, $\tau_0 = 10$, $\mu = 1$.

ускорения сходимости итеративного процесса. На основе наших численных экспериментов можно заключить, что в случае изотропного рассеяния наибольшая скорость сходимости достигается при λ_1, близком к 0. Впрочем, как видно из рис.3b, минимум на графике зависимости числа итераций от λ_1 очень плоский, так что и при значительных отклонениях λ_1 от нуля высокая скорость сходимости все еще сохраняется. Зависимость скорости сходимости итеративного решения уравнения для S_1 от параметра k_1 при двух других свободных членах практически такая же.

Мы произвели расчеты также для анизотропного рассеяния с индикатрисой Хеньи-Гринстейна

$$x(\gamma) = \frac{1-g^2}{\left(1+g^2-2g\cos\gamma\right)^{3/2}}. \tag{66}$$

Параметр $g \in (-1,+1)$ определяет степень вытянутости индикатрисы вперед ($g>0$) или назад ($g<0$). Для этой индикатрисы коэффициенты x_i ее разложения по полиномам Лежандра, фигурирующие в формулах (5) и (7), равны $x_i = (2i+1)g^i$.

Во всем рассмотренном нами интервале изменения g - от 0 до 0.8 - метод альбедного сдвига работает практически так же хорошо, как при изотропном рассеянии. В качестве иллюстрации приведем данные, относящиеся к консервативному рассеянию в атмосфере оптической толщины $\tau_0 = 10$, освещаемой вертикально падающим излучением ($\mu=0$). Число n прямых лямбда-итераций для уравнения (10), требующихся для достижения точности $\varepsilon=10^{-4}$, при изотропном рассеянии составляет $n \sim 250$. С ростом вытянутости индикатрисы значение n быстро возникает (рис.4). При $g=0.8$ оно приближается к 3000. Число же прямых итераций во вспомогательном уравнении

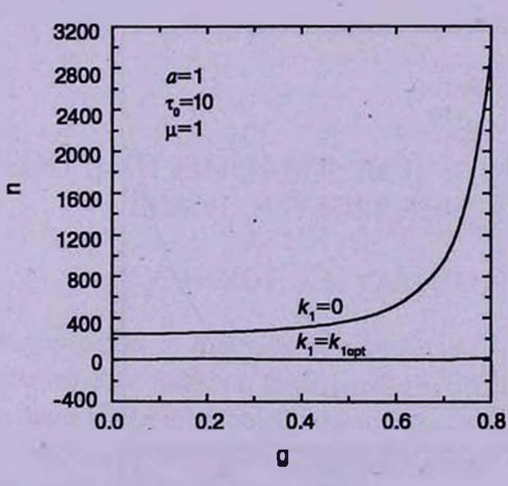

Рис.4. Зависимость числа итераций n при решении *исходного* интегрального уравнения (10) от параметра вытянутости индикатрисы Хеньи-Гринстейна g в случае $a = 1$, $\tau_0 = 10$, $\mu = 1$.

для S_1, необходимых для достижения той же точности, гораздо меньше (см. рис.5). При g вплоть до 0.7 оно практически не зависит от g и составляет $n \sim 7$. При бо́льших g число итераций увеличивается, но даже для $g = 0.8$ оно

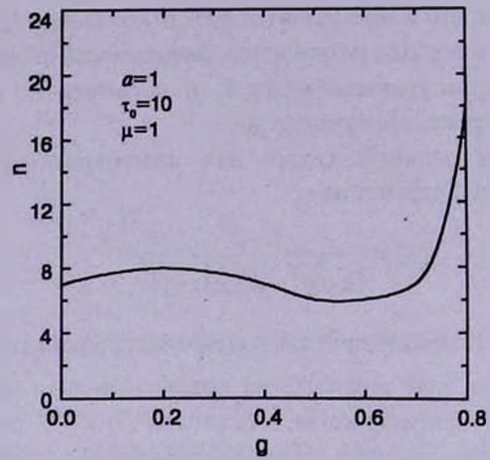

Рис.5. Зависимость числа итераций n при решении *вспомогательного* уравнения (26) со значением k_1, обеспечивающим наилучшую сходимость, от параметра вытянутости индикатрисы Хеньи-Гринстейна g. Остальные параметры - те же, что и на рис.4.

все еще не достигает 20. Приведенные данные относятся к вычислениям, при которых бралось значение $k_1 = k_{1opt}$, обеспечивающее наилучшую сходимость. Зависимость k_{1opt} от g приведена на рис.6 (ср. рис.4 в [7]).

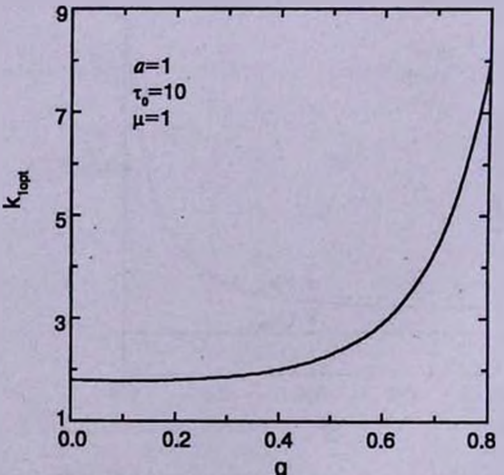

Рис.6. Значение $k_1 = k_{1opt}$, обеспечивающее наилучшую сходимость, как функция параметра вытянутости индикатрисы Хеньи-Гринстейна g. Остальные параметры - те же, что и на рис.4.

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

Рассмотрена классическая задача о нахождении функции источников в освещаемой параллельными лучами плоской атмосфере, как полубесконечной, так и конечной оптической толщины. Подробно описана методика решения интегрального уравнения для функции источников так называемым методом альбедного сдвига.

При практически любых значениях оптических параметров атмосферы (оптической толщины и альбедо однократного рассеяния) этот метод позволяет получать решения интегрального уравнения для функции источников (10), обладающие высокой точностью, путем итеративного решения вспомогательных уравнений (26) того же общего вида, что и исходное интегральное уравнение, но с другой ядерной функцией (определяемой формулами (24) и (19)). Эта ядерная функция содержит свободный параметр (k_1). За счет надлежащего его выбора легко добиться очень быстрой сходимости итераций для вспомогательного уравнения. Оно должно быть решено для трех свободных членов специального вида. Когда решения вспомогательных уравнений найдены, по ним легко может быть восстановлено решение исходного интегрального уравнения переноса. Процедура восстановления включает лишь простейшие алгебраические операции.

Метод реализован в виде программы, позволяющей рассчитывать функцию источников в атмосфере произвольной оптической толщины, освещаемой параллельными лучами. Работа программы проиллюстрирована несколькими примерами.

Санкт-Петербургский государственный
университет, Россия

ALBEDO SHIFTING: SOURCE FUNCTIONS IN PLANE ATMOSPHERES

V.V.IVANOV, A.M.KASAUROV

The standard problem of the radiative transfer theory is considered, i.e., the evaluation of the radiation field in a plane-parallel scattering atmosphere. Recently developed new approach to the problem, the so-called albedo shifting technique, is used for the evaluation of the source function for both semi-infinite and finite atmospheres illuminated by parallel rays. The method enables one to "dump" scattering and thus obtain solutions by only a few direct Lambda-iterations even in those cases when the mean number of photon scatterings in the atmosphere is large.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В.В.Иванов*, Астрофизика, **13**, 284, 1977.
2. *H.Domke*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **39**, 283, 1988.
3. *V.V.Ivanov*, *G.B.Rybicki*, *A.M.Kasaurov*, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics Prep. Ser. №3478, 1992.
4. *Д.И.Нагирнер*, Докл. РАН, **343**, 191, 1995.
5. *Н.Б.Енгибарян*, *Б.Н.Енгибарян*, Астрофизика, **38**, 417, 1995.
6. *В.В.Иванов*, Астрон. ж., **75**, 102, 1998.
7. *В.В.Иванов*, *А.М.Касауров*, Астрофизика, **41**, 623, 1998.
8. *S.Chandrasekhar*, Radiat. Transfer, Clarendon Press, Oxford, 1950.
9. *В.В.Соболев*, Рассеяние света в атмосферах планет, Физматгиз, М., 1972.
10. *Э.Г.Яновицкий*, Астрон. ж., **53**, 1063, 1976.
11. *H.C. van de Hulst*, Multiple Light Scattering, v. I and II, Academic Press, New York, 1980.
12. *T.W.Mullikin*, Astrophys. J., **139**, 379, 1964.
13. *Э.Г.Яновицкий*, Астрон. ж., **41**, 898, 1964.
14. *T.W.Mullikin*, Astrophys. J., **136**, 627, 1962.
15. *V.V.Ivanov*, Transfer of Radiation in Spectral Lines, NBS SP N385 (Washington, D.C.: U.S. Government Printing Office), 1973.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 52-355

ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ В ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ: АСИМПТОТИЧЕСКИЕ РАЗЛОЖЕНИЯ НЕКОТОРЫХ СПЕЦИАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ

С.И.ГРАЧЕВ

Поступила 28 июня 1999
Принята к печати 25 июля 1999

Рассматривается образование линии в спектре движущейся среды сферической геометрии. В приближении Соболева имеются некоторые специальные функции, определяющие функцию источников и силу давления излучения в линии. Наиболее важным является случай малого безразмерного градиента скорости (т.е. большой безразмерной соболевской длины τ) и малого отношения β непрозрачности в континууме к непрозрачности в линии. До настоящего времени нет детальной аналитической информации об асимптотическом поведении этих функций. Для случая доплеровского профиля коэффициента поглощения мы выясняем нетривиальную структуру их полных асимптотических разложений при $\tau \gg 1$, $\beta \ll 1$ и произвольных $\beta\tau$. Мы приводим алгоритм получения всех коэффициентов этих разложений и даем явные выражения для нескольких первых из них. Делается также и сравнение асимптотических разложений с имеющимися в литературе численными расчетами указанных функций. Кратко рассмотрен также и случай степенного убывания коэффициента поглощения в крыле линии (и более детально - случай лоренцевских крыльев фойгтовского профиля).

1. *Введение*. Приближение Соболева [1] (СА) ширико используется для моделирования линий в спектрах течений газа в различных астрофизических объектах. Дальнейшие уточнения в эту теорию внесли Кастор [2,3], Грачев и Гринин [4], Рибики и Хаммер [5], Хаммер и Рибики [6] и Палс и Хаммер [7] (в дальнейшем РН). В РН в рамках СА получено выражение для силы давления рассеянного излучения в спектральной линии с учетом поглощения и излучения в непрерывном спектре. В случае сферической геометрии это выражение (см. РН, формула (34)) содержит специальные функции $Z(\tau,\beta)$ и $U(\tau,\beta)$, где τ - соболевская оптическая длина, а β - отношение непрозрачности в континууме к непрозрачности в линии. Поведение этих функций обсуждается в [7], где они также и табулированы для случая доплеровского профиля коэффициента поглощения. Даны также их разложения по степеням τ и β. Однако при больших τ поведение $Z(\tau,\beta)$ и $U(\tau,\beta)$ детально в [7] не рассматривалось.

Функции $U(\tau,\beta)$ и $Z(\tau,\beta)$ (см. их определение в [7], формулы (29) и (18)) можно выразить через преобразование Лапласа $\overline{K}(p,\tau)$ ядерной функции

$$K(t,\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}\phi(x)\phi(x+t/\tau)\exp\left[-\tau\int_{x}^{x+t/\tau}\phi(y)\,dy\right]dx, \tag{1}$$

введенной Соболевым [8]. (Профиль коэффициента поглощения $\phi(x)$ нормирован так, что $\int_{-\infty}^{\infty}\phi(x)dx=1.$) Именно,

$$U(\tau,\beta)=\overline{K}(0,\tau)-\overline{K}(\beta,\tau). \tag{2}$$

Функция $Z(\tau,\beta)$ связана с $U(\tau,\beta)$ соотношением

$$Z(\tau,\beta)=\frac{\partial U(\tau,\beta)}{\partial\beta}. \tag{3}$$

Асимптотическое поведение $\overline{K}(p,\tau)$ при $\tau>>1$ изучалось ранее нами [9,10] для доплеровского ($\phi(x)=\pi^{-1/2}\exp(-x^2)$) (см. [9], формула (15)) и степенного ($\phi(x)\sim\phi_0|x|^{-k}$, $|x|>>1$) профилей. В частности, была найдена асимптотика $\overline{K}(p,\tau)$ для случая лоренцевских крыльев фойгтовского профиля $(k=2,\ \phi_0=a/\pi)$ (см. [10], формулы (8) и (11)). Мы обсуждаем этот случай лишь кратко, поскольку не очень много можно добавить к упомянутому результату.

При доплеровском профиле главные члены асимптотического разложения $\overline{K}(p,\tau)$ при $\tau>>1$ и произвольном $p\tau$ были найдены нами в [9] (формула (15)). В настоящей работе мы изучаем асимптотическое разложение этого типа более детально. Именно, выясняется нетривиальная структура асимптотического ряда и даются явные выражения для нескольких первых его членов. Получены также численные оценки точности, даваемой этим рядом.

2. *Основные результаты для случая доплеровского профиля.* 2.1. *Общие асимптотические разложения.* При доплеровском профиле общая структура асимптотических разложений $U(\tau,\beta)$ и $Z(\tau,\beta)$ при $\tau>>1$ и произвольном $\beta\tau$ такова.

$$\frac{1}{\beta}U(\tau,\beta)\sim 2x(\tau)+\sum_{n=1}^{\infty}a_n(q)[x(\tau)]^{1-2n}, \tag{4}$$

$$Z(\tau,\beta)\sim 2x(\tau)+\sum_{n=1}^{\infty}b_n(q)[x(\tau)]^{1-2n}, \tag{5}$$

причем $b_n(q)=a_n(q)+q\,da_n(q)/dq.$ Здесь

$$q=\frac{\beta\tau}{2x(\tau)} \tag{6}$$

- новая (крупномасштабная) переменная, $q\in[0,+\infty)$, а $x(\tau)$ - параметр, по степеням которого ведется разложение. Он является решением уравнения

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_{x(\tau)}^{\infty}\exp(-y^2)\,dy=\frac{1}{\tau}. \tag{7}$$

Введя

$$f(x)\equiv 2xe^{x^2}\int_{x}^{\infty}e^{-y^2}\,\mathrm{d}\,y\equiv\sqrt{\pi}\,xe^{x^2}\,\mathrm{erfc}(x), \tag{8}$$

можно переписать последнее уравнение в виде

$$x=\sqrt{\ln\frac{\tau f(x)}{2x\sqrt{\pi}}}. \tag{9}$$

При $\tau >> 1$ это уравнение легко решается итерациями по следующей схеме:

$$x_j=\sqrt{\ln\frac{\tau f(x_{j-1})}{2x_{j-1}\sqrt{\pi}}},\quad \mathrm{j}=1,2,\cdots \tag{10}$$

а $x_0=\sqrt{\ln\tau/\left(2\sqrt{\pi}\right)}$.

Коэффициенты $a_n(q)$ в (4) выражаются через поли-гамма-функции. В частности,

$$a_1(q)=-\psi(1+q),$$

$$a_2(q)=\frac{1}{4}\left\{-\frac{\pi^2}{3}-\psi(1+q)\left[\psi(1+q)-2\right]+\psi'(1+q)\left[1+2q-2q\,\psi(1+q)\right]\right\}, \tag{11}$$

где $\psi(z)=\Gamma'(z)/\Gamma(z)$, а $\Gamma(z)$-гамма-функция Эйлера. Явные выражения для $a_n(q)$ при $\mathrm{n}>2$ слишком сложны, чтобы представлять практический интерес. Так, $a_3(q)$ содержит производные $\psi(q)$ вплоть до четвертой. Однако имеются рекуррентные соотношения, позволяющие вычислять $a_n(q)$ и $b_n(q)$ численно для произвольного n при условии, что q не слишком велико. Вывод этих соотношений, а также разложений (4) и (5) см. в Приложениях А и В. В табл.1 и 2 мы приводим первые десять коэффициентов разложений (4) и (5). (Заметим, что $b_n(0)=a_n(0)$).

Мы сравнили результаты, даваемые нашими асимптотическими разложениями, с численно точными результатами РН. Использовался обычный рецепт обрывания асимптотического ряда на члене, непосредственно предшествующем тому, который при заданных τ и β имеет наименьшую абсолютную величину. Относительная ошибка асимптотического разложения $\delta\equiv\left|f_{\mathrm{as}}-f_{\mathrm{num}}\right|/f_{\mathrm{num}}$ сначала уменьшается с ростом τ, а затем растет. Причина этого роста двояка. Если q невелико (скажем, <100), он обусловлен тем, что асимптотическое разложение становится более точным, чем численные данные (которые приводятся лишь с пятью значащими цифрами). Если q достаточно велико ($>>100$), численные данные

Таблица 1

КОЭФФИЦИЕНТЫ $a_n(q)$ РАЗЛОЖЕНИЯ $U(\tau,\beta)$

n \ q	0	1	10	100	1000
1	5.772157-01	-4.227843-01	-2.351742+00	-4.610162+00	-6.908255+00
2	-7.831358-01	-3.083947-01	-1.648683+00	-5.624382+00	-1.225174+01
3	2.102577+00	-6.253372-01	-4.416298+00	-1.736320+01	-4.862240+01
4	-8.128294+00	-1.467671+00	-1.155376+01	-6.676052+01	-2.461374+02
5	3.836907+01	-5.920419+00	-5.483324+01	-3.492621+02	-1.604358+03
6	-2.175277+02	-3.366070+01	-2.847769+02	-2.202325+03	2.154558+04
7	1.438416+03	-1.623260+02	-1.888370+03	-1.521124+04	-4.587747+08
8	-1.090428+04	-1.699713+03	-1.305948+04	-2.468628+05	-2.281243+12
9	9.330086+04	-6.800099+03	-1.074079+05	-8.002216+07	-2.627810+17
10	-8.902359+05	-1.449931+05	-9.829722+05	1.434023+10	-5.491764+20

оказываются точнее асимптотических. Но при таких значениях q фактически достигается статический предел $(\tau = \infty)$, и наши асимптотические разложения сшиваются с разложениями для случая неподвижных сред $(\tau = \infty,\ \beta << 1)$, которые имеются в [11]. Поэтому мы задаем $\tau = \tau_f$ в точке сшивки и заменяем наше асимптотическое разложение статическим при $\tau \geq \tau_f$. Результаты сравнения таких "сшитых" асимптотических разложений с

Таблица 2

КОЭФФИЦИЕНТЫ $b_n(q)$ РАЗЛОЖЕНИЯ $Z(\tau,\beta)$

n \ q	1	10	100	1000
1	-1.067719+00	-3.303412+00	-5.605179+00	-7.907755+00
2	-3.617573-01	-2.798909+00	-7.926937+00	-1.570562+01
3	-1.589368+00	-7.388158+00	-2.629972+01	-6.750063+01
4	-1.782414+00	-2.191907+01	-1.100696+02	-3.493854+02
5	-1.583425+01	-1.015446+02	-6.060700+02	1.373013+05
6	-4.573172+01	-5.620535+02	-4.131281+03	8.959026+08
7	-4.634515+02	-3.657234+03	5.408611+04	-6.555413+12
8	-2.299042+03	-2.606822+04	1.427847+08	2.770274+17
9	-2.340556+04	-2.132339+05	1.087594+12	2.286182+21
10	-1.922854+05	-1.942534+06	1.534392+15	3.573718+25

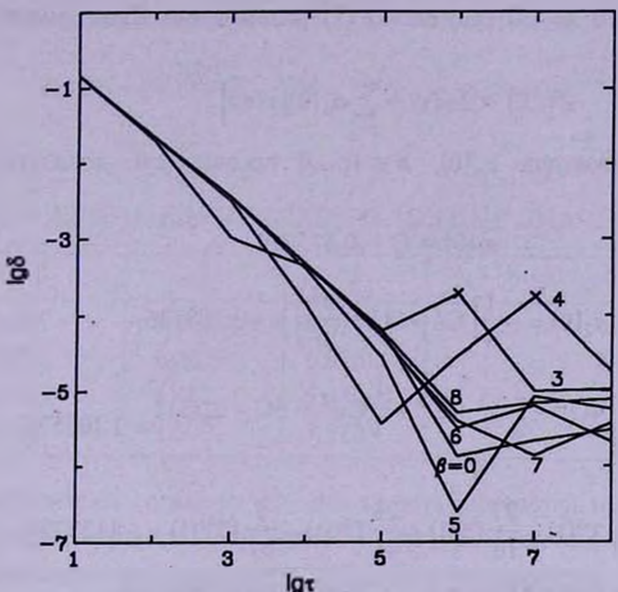

Рис.1. Относительная точность, обеспечиваемая асимптотическим разложением $U(\tau,\beta)/\beta$. Числа у кривых - значения - $\lg\beta$.

численными данными приведены на рис. 1 и 2. Точки сшивки отмечены крестиками. Для $U(\tau,\beta)$ есть только две таких точки: на кривых 3 и 4 при $\lg\tau = 6$ и 7 соответственно (см. рис.1). Для $Z(\tau,\beta)$ точки сшивки находятся на кривых 3, 4 и 5 при $\lg\tau = 6$ и 7 (см. рис.2).

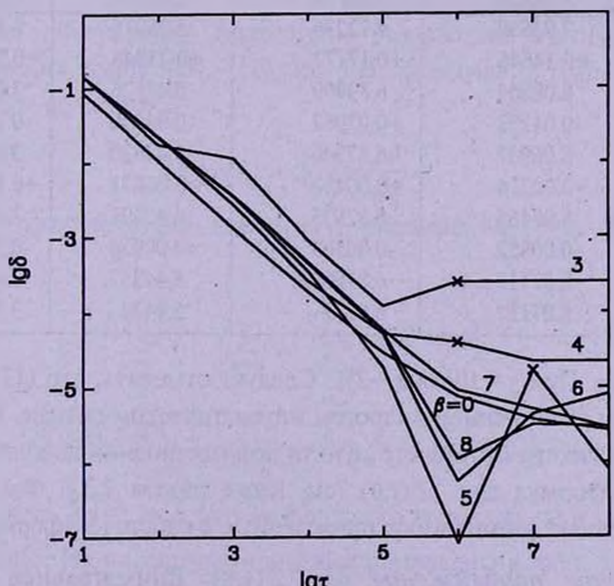

Рис.2. Относительная точность, обеспечиваемая асимптотическим разложением $Z(\tau,\beta)$. Числа у кривых - значения - $\lg\beta$.

2.2. *Случай* $\beta = 0$. Согласно (5) разложение $Z(\tau,0)$ имеет вид

$$Z(t,0) \sim 2x(\tau) + \sum_{n=1}^{\infty} a_n(0)\left[x(\tau)\right]^{1-2n} \tag{12}$$

Явные выражения для $a_n(0)$, $n = 1,\ldots,4$ таковы (см. доказательство в Приложении В):

$$a_1(0) = \mathrm{C} = 0.577216, \tag{13}$$

$$a_2(0) = -\frac{1}{4}\left(\mathrm{C}^2 + 2\mathrm{C} + \frac{\pi^2}{6}\right) = -0.783136, \tag{14}$$

$$a_3(0) = \frac{1}{8}\left(4\mathrm{C}^2 + \frac{2}{3}\pi^2 + \mathrm{C}^3 + \frac{1}{2}\mathrm{C}\pi^2 + 6\mathrm{C} + 2\zeta(3)\right) = 2.102577, \tag{15}$$

$$a_4(0) = \frac{15}{8}\Gamma'(1) - \frac{21}{16}\Gamma''(1) + \frac{23}{48}\Gamma'''(1) - \frac{5}{64}\Gamma^{(4)}(1) = -8.128294, \tag{16}$$

где $\zeta(3) - \zeta$ - функция Римана и C - постоянная Эйлера.

Точность, даваемая разложением (12), иллюстрируется табл.3. Точность

Таблица 3

ИЛЛЮСТРАЦИЯ ТОЧНОСТИ АСИМПТОТИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ (12)

τ=	10^8	10^6	10^4	10^2
x =	3.96829	3.36118	2.62989	1.6450
0–й член =	7.93658	6.72236	5.25978	3.2900
1–й член =	+0.14546	+0.17173	+0.21948	+0.3509
сумма =	8.08204	6.89409	5.47926	3.6409
2–й член =	-0.01253	-0.02062	-0.04306	-0.1759
сумма =	8.06951	6.87346	5.43620	3.4650
3–й член =	+0.00214	+0.00490	+0.01671	+0.1746
сумма =	8.07165	6.87836	5.45291	3.6396
4–й член =	-0.00052	-0.00168	-0.00934	-0.2491
сумма =	8.07113	6.87668	5.44357	3.4650
Согласно [7]	8.0712	6.8772	5.4470	3.5434

растет с ростом τ. При $\tau = 10^2$ она ~2%. Следует отметить, что (12) является асимптотическим разложением в строгом математическом смысле. Его можно использовать в качестве отправного пункта при построении довольно точных приближенных формул для $Z(\tau,0)$ (см. ниже раздел 2.3.). Формула (12) значительно улучшает асимптотику, приведенную в работе [3] (формула (4.37)).

2.3. *Полезное приближение для* $Z(\tau,0)$. Внимательное изучение структуры выражений для $a_n(0)$ (формулы (13) - (16)) приводит к следующей явной приближенной формуле для $Z(\tau,0)$ при больших τ:

$$Z(\tau,0) \sim 2\sqrt{x^2+C} - \frac{C}{x}\left[1-f(x)\right] - \frac{\pi^2}{24}\left(x^2+C\right)^{-3/2}, \qquad (17)$$

Таблица 4

ПРИБЛИЖЕННЫЕ И ЧИСЛЕННО ТОЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ $Z(\tau,0)$

τ	1	2	3	Численно точно [7]
10^8	8.081	8.077	8.071	8.071
10^6	6.892	6.885	6.875	6.877
10^4	5.475.	5.462	5.442	5.447
10^2	3.624	3.579	3.510	3.543

где $f(x)$ определена согласно (8). Эта простая формула имеет несколько более широкую область применимости, чем разложение (12). Точность, обеспечиваемая приближением (17), иллюстрируется табл.4. Здесь столбец 1 соответствует удержанию только первого слагаемого в правой части (17), в столбце 2 два слагаемых принимаются во внимание и столбец 3 соответствует сохранению всех трех слагаемых в правой части (17).

2.4. *Другие формы разложений* $U(\tau,\beta)$ *и* $Z(\tau,\beta)$. Рассмотрим предельный случай больших q (и τ). Используя формулы (6) и (7), получаем

$$x^2(\tau) - \psi\left(1+q\right) \sim \ln\frac{\tau f(x)}{2x\sqrt{\pi}} - \ln q \sim -\ln\left(\beta\sqrt{\pi}\right), \qquad (18)$$

что является по-существу параметром разложения статических ($\tau=\infty$) асимптотических рядов (см. [11], гл. VII, формула (3.16)). Главный член этого ряда для функции U

$$U\left(\infty,\beta\right) \sim 2\beta\sqrt{\ln\frac{1}{\beta\sqrt{\pi}}}.$$

Учитывая это, естественно переписать разложения (4) и (5) следующим образом:

$$\frac{1}{\beta}U\left(\tau,\beta\right) \sim 2\sum_{n=0}^{\infty}\tilde{a}_n(q)\left[x^2-\psi(1+q)\right]^{\frac{1}{2}-n}, \qquad (19)$$

$$Z\left(\tau,\beta\right) \sim 2\sum_{n=0}^{\infty}\tilde{b}_n(q)\left[x^2-\psi(1+q)-q\,\psi'\left(1+q\right)\right]^{\frac{1}{2}-n} \qquad (20)$$

Коэффициенты $\tilde{a}_n(q)$ и $\tilde{b}_n(q)$ можно легко выразить через $a_n(q)$ и $b_n(q)$ соответственно. Их численные значения приведены в табл. 5 и 6. Заметим, что $\tilde{a}_1(q)=\tilde{b}_1(q)=0$.

Таблица 5

КОЭФФИЦИЕНТЫ $\tilde{a}_n(q)$ РАЗЛОЖЕНИЯ $U(\tau,\beta)$

$n \backslash q$	0	1	10	100	1000
2	-3.499207-01	-1.318540-01	-1.330054-01	-1.554921-01	-1.603703-01
3	7.362993-01	-2.243267-01	-9.260358-01	-1.482426+00	-2.043790+00
4	-2.778704+00	-4.512920-01	2.241748+00	7.546866+00	1.554714+01
5	1.234862+01	-2.094819+00	-1.771028+01	-6.829088+01	-2.054761+02
6	-6.837235+01	-1.208791+01	3.992414+01	3.754007+02	1.886732+04
7	4.427189+02	-4.785918+01	-3.815116+02	-2.206657+03	-2.299960+08
8	-3.312405+03	-6.750920+02	7.824835+02	-5.723002+04	-1.130308+12
9	2.805203+04	-1.006471+03	-1.523208+04	-3.729450+07	-1.313317+17
10	-2.656336+05	-6.474426+04	-1.209501+03	8.679010+09	-2.668746+20

Разложение (4) можно представить также в виде

$$\frac{1}{\beta}U(\tau,\beta) \sim 2\sum_{n=0}^{\infty} c_n(q)\left[x^2-\psi(1+q)\right]^{\frac{1}{2}-2n} + \sum_{m=2}^{\infty} d_m(q)x^{1-2m}. \tag{21}$$

Согласно (11) имеем

$$c_0(q)=1, \quad c_1(q)=-\frac{\pi^2}{24}, \tag{22}$$

$$\mathrm{d}_2(q)=\frac{1}{2}\psi(1+q)+\frac{1}{4}\psi'(1+q)\left[1+2q-2q\,\psi(1+q)\right]. \tag{23}$$

Таблица 6

КОЭФФИЦИЕНТЫ $\tilde{b}_n(q)$ РАЗЛОЖЕНИЯ $Z(\tau,\beta)$

$n \backslash q$	1	10	100	1000
2	-3.837572-02	-3.538784-02	-3.621537-02	-3.623322-02
3	-6.571456-01	-1.265691+00	-1.838892+00	-2.414749+00
4	9.957072-01	4.868981+00	1.142521+01	3.004080+01
5	-8.220393+00	-3.309308+01	-1.091740+02	6.936454+04
6	1.309423+01	1.289356+02	7.104406+02	4.454814+08
7	-2.022715+02	-7.694199+02	3.826169+04	-3.297136+12
8	2.362577+02	2.880956+03	6.998569+07	1.386827+17
9	-8.183263+03	-2.521860+04	5.408243+11	1.134871+21
10	-1.415186+04	8.926573+04	7.413583+14	1.779203+25

Таблица 7

ПРИБЛИЖЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ $U(\tau,\beta)/\beta$ ПРИ $\tau=10^8$

β	1	2	3	Численно точно [7]
10^{-10}	8.080	8.068	8.070	8.071
10^{-9}	8.076	8.064	8.066	8.066
10^{-8}	8.033	8.020	8.024	8.026
10^{-7}	7.789	7.775	7.784	7.785
10^{-6}	7.259	7.242	7.251	7.251
10^{-5}	6.605	6.582	6.590	6.591
10^{-4}	5.868	5.835	5.843	5.843
10^{-3}	5.022	4.970	4.978	4.975
10^{-2}	4.002	3.899	3.907	3.892

Численная точность разложения

$$\frac{1}{\beta}U(\tau,\beta)\sim 2\sqrt{x^2-\psi(1+q)}-\frac{\pi^2}{12}\left[x^2-\psi(1+q)\right]^{-3/2}+d_2(q)x^{-3}, \tag{24}$$

т.е. разложения (21) с удержанными слагаемыми только до $n=1$ и $m=2$, иллюстрируется в табл.7. Столбец 1 соответствует сохранению только первого слагаемого в правой части (24), в столбце 2 два слагаемых сохранены и в столбце 3 удержаны все три члена в правой части (24).

3. *Лоренцевские крылья фойгтовского профиля ($\phi(x)\sim a/(\pi x^2)$).* В случае фойгтовского профиля преобразование Лапласа ядерной функции (1) при больших τ изучено в [10] (формулы (8) и (11))):

$$\overline{\mathrm{K}}(\beta,\tau)\sim 1-\frac{\pi^2}{\tau}q\left[J_1^2\left(2\sqrt{q}\right)+N_1^2\left(2\sqrt{q}\right)\right], \tag{25}$$

где

$$q=\frac{a}{\pi}\beta\tau^2, \tag{26}$$

a - фойгтовский параметр, а $J_1(z)$ и $N_1(z)$ - функции Бесселя и Неймана, соответственно. Отсюда согласно (2) имеем

$$U(\tau,\beta)\sim\frac{1}{\tau}\left\{\pi^2 q\left[J_1^2\left(2\sqrt{q}\right)+N_1^2\left(2\sqrt{q}\right)\right]-1\right\}, \tag{27}$$

а соотношение (3) дает

$$Z(\tau,\beta)\sim 2\pi a\tau\sqrt{q}\left[J_1\left(2\sqrt{q}\right)J_0\left(2\sqrt{q}\right)+N_1\left(2\sqrt{q}\right)N_0\left(2\sqrt{q}\right)\right]. \tag{28}$$

В пределе $q\to\infty(\tau\to\infty)$ формулы (27), (26) дают известный результат для случая неподвижной среды: $U(\infty,\beta)\sim\sqrt{\pi a\beta}$, $\beta\ll 1$ ([11], гл. VII, формула (3.18)). При малых q из (28) получается асимптотика

$$Z(\tau,\beta) \sim -2a\tau\ln\left(\gamma\tau\sqrt{\frac{a\beta}{\pi}}\right),\quad q\to 0, \tag{29}$$

где $\gamma=\exp(C)=1.781072$. Эта асимптотика демонстрирует характер расходимости $Z(\tau,\beta)$ при $\beta\to 0$.

4. *Сшивка асимптотик для доплеровского ядра и лоренцевских крыльев фойгтовского профиля.* Имеются две характерные длины,

$$l_{\mathrm{D}}=\frac{\tau}{2x(\tau)} \tag{30}$$

и

$$l_{\mathrm{L}}=\frac{a}{\pi}\tau^2, \tag{31}$$

входящие в формулы (6) и (26), соответственно. Если $l_{\mathrm{D}}\ll l_{\mathrm{L}}$, т.е $a\gg\pi/(2\tau\,x(\tau))$, то тогда применимы фойгтовские (в лоренцевских крыльях) асимптотики при $\beta\ll a\ln(1/a)$, тогда как при $\beta\gg a\ln(1/a)$ следует использовать доплеровские асимптотики в статическом пределе. В противоположном предельном случае, когда $l_{\mathrm{D}}\gg l_{\mathrm{L}}$, т.е. при $a\ll\pi/(2\tau\,x(\tau))$, фойгтовские асимптотики применимы при $\beta\ll\beta_2$, а доплеровские - при $\beta\gg\beta_2$, где β_2 - корень уравнения $U_{\mathrm{D}}(\tau,\beta_2)=U_{\mathrm{L}}(\tau,\beta_2)$.

5. *Выводы*. 1. Специальные функции $U(\tau,\beta)$ *и* $Z(\tau,\beta)$, определяющие функцию источников и силу давления излучения в приближении Соболева в теории образования линий в расширяющейся сферически-симметричной среде, имеют нетривиальные асимптотические разложения в случае, когда соболевская длина τ велика, отношение непрозрачности в континууме к непрозрачности в линии β мало, а их произведение $\beta\tau$ произвольно. Разложения содержат крупномасштабную переменную q, которая зависит от τ и β (см. формулы (6), (26) и (С3) для доплеровского, фойгтовского и произвольного степенного (в крыле) профилей коэффициента поглощения соответственно). В пределе больших q они дают асимптотики для неподвижных сред ($\tau=\infty$).

2. В случае доплеровского профиля строгие асимптотические разложения $U(\tau,\beta)$ и $Z(\tau,\beta)$, (формулы (4) и (5)) являются разложениями по обратным степеням параметра $x(\tau)$ (определенного согласно (7)) с коэффициентами, зависящими от крупномасштабной переменной q (формула (6)). Случай малых q соответствует малой роли поглощения в континууме, тогда как при больших q достигается статический предел ($\tau=\infty$).

3. В случае фойгтовского профиля асимптотические разложения (27) и (28) сшиваются с доплеровскими разложениями с одной стороны и со статическими фойгтовскими - с другой.

Благодарю В.В.Иванова за многочисленные замечания, направленные на улучшение статьи. Работа была частично поддержана малым грантом ААО и грантом РФФИ 96-15-96622.

Астрономический институт им. В.В.Соболева
Санкт-Петербургского университета, Россия

LINE FORMATION IN MOVING MEDIA: ASYMPTOTIC EXPANSIONS OF SOME SPECIAL FUNCTIONS

S.I.GRACHEV

We consider spectral line formation in moving media of spherical geometry. there are some special functions which define the line force and line source function when Sobolev approximation is made of use. Of major importance is the case of small velocity gradient (i.e. large dimensionless Sobolev length τ) and small ratio β of continuum to line opacity. There is no detailed analytical information on the asumptotic behavior of those functions. For the case of the Doppler profile we elucidate the nontrivial structure of their asymptotic exspansions for $\tau >> 1$, $\beta << 1$ and arbitrary $\beta\tau$. We give an algorithm to obtain all the coefficients of these expansions and present explicit expressions for the first several of them. A comparison with the available numerical calculations is also made. We also consider briefly the case of the power law opacity in the line wings (and more specifically - the case of the Lorentz wings of the Voigt profile).

ЛИТЕРАТУРА

1. *В.В.Соболев*, *Движущиеся оболочки звезд*, Изд-во ЛГУ, Л., 1947.
2. *J.I.Castor*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **149**, 111, 1970.
3. *J.I.Castor*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **169**, 279, 1974.
4. *С.И.Грачев*, *В.П.Гринин*, Астрофизика, **11**, 33, 1975.
5. *G.B.Rybicki*, *D.G.Hummer*, Astrophys. J., **219**, 654, 1978.
6. *D.G.Hummer*, *G.B.Rybicki*, Astrophys. J., **293**, 258, 1985.
7. *J.Puls*, *D.G.Hummer*, Astron. Astrophys., **191**, 87, 1988.
8. *В.В.Соболев*, Астрон. ж., **34**, 694, 1957.
9. *С.И.Грачев*, Астрофизика, **14**, 111, 1978.
10. *С.И.Грачев*, Вестн. ЛГУ, №7, 85, 1982.
11. *В.В.Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.

Приложение А

Приведение $\overline{K}(p,\tau)$ *к виду, удобному для получения асимптотического разложения при больших* τ. Согласно (1) имеем

$$\overline{K}(p,\tau) = \int_{-\infty}^{\infty}\phi(x)\,dx\int_0^{\infty}e^{-pt}\phi(x+t/\tau)\exp\left[-\tau\int_x^{x+t/\tau}\phi(y)\,dy\right]dt. \tag{A1}$$

Интегрируя по частям дважды во внутреннем интеграле, получаем

$$\overline{K}(p,\tau) = 1-\frac{1}{\tau}\left(1-e^{-\tau}\right)-pZ(\tau,0)+pI(p,\tau), \tag{A2}$$

или

$$\overline{K}(p,\tau) = 1-\frac{1}{\tau}\left(1-e^{-\tau}\right)-pJ(p,\tau), \tag{A3}$$

где

$$Z(\tau,0) = 2\int_0^{\infty}\left\{1-\exp\left[-\tau\Phi(y)\right]\right\}\left\{1-\exp\left[-\tau\Phi(-y)\right]\right\}dy, \tag{A4}$$

$$\Phi(y) = \int_y^{\infty}\phi(x)\,dx, \tag{A5}$$

$$\left\{I(p,\tau),J(p,\tau)\right\} = p\int_0^{\infty}e^{-pt}\left\{i(t,\tau),j(t,\tau)\right\}dt, \tag{A6}$$

$$i(t,\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty}\left\{\exp\left[\tau\Phi(y)\right]-1\right\}\left\{\exp\left[-\tau\Phi(y-t/\tau)\right]-\exp\left[(-\tau)\right]\right\}dy, \tag{A7}$$

$$j(t,\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty}\left\{\exp\left[\tau\Phi(y)\right]-1\right\}\left\{\exp\left[-\tau\Phi(y)\right]-\exp\left[-\tau\Phi(y-t/\tau)\right]\right\}dy. \tag{A8}$$

Представление $\overline{K}(p,\tau)$ в форме (A2), с явно выделенным слагаемым $pZ(\tau,0)$, справедливо только для профилей $\phi(x)$ с конечным первым моментом (т.е., в частности, - при доплеровском профиле). Формула (A3) годится для любых профилей.

Далее, интегралы в формулах (A7) и (A8) можно переписать в виде сумм трех интегралов:

$$i = i_1+i_2+i_3 \equiv \int_{t/\tau}^{\infty}\cdots dy+\int_0^{t/\tau}\cdots dy+\int_{-\infty}^{0}\cdots dy. \tag{A9}$$

Легко показать, что

$$i_1 = i_3 = \int_0^{\infty} \left\{\exp[-\tau\Phi(x)] - e^{-\tau}\right\}\left\{\exp[\tau\Phi(x + t/\tau)] - 1\right\} dx, \qquad \text{(A10)}$$

$$i_2 = 2\int_0^{t/2\tau} \left\{exp\left[-\tau\int_0^{x+t/2\tau}\phi(y)\,dy\right] - e^{-\tau/2}\right\}\left\{\exp\left[-\tau\int_0^{t/2\tau - x}\phi(y)\,dy\right] - e^{-\tau/2}\right\} dx. \qquad \text{(A11)}$$

При $\tau >> 1$ имеем

$$i_3 \sim \frac{t}{\tau}\exp\left[-\tau\int_0^{t/\tau}\phi(x)\,dx\right]. \qquad \text{(A12)}$$

Пренебрегая слагаемыми порядка $\exp(-\tau)$ и $\exp(-\tau/2)$, наконец получаем

$$Z(\tau,0) \sim 2\int_0^{\infty}\left\{1 - \exp[-\tau\Phi(y)]\right\} dy, \qquad \text{(A13)}$$

$$I(p,\tau) \sim 2p\int_0^{\infty} e^{-pt}dt\int_0^{\infty}\exp[-\tau\Phi(x)]\left\{\exp[\tau\Phi(x + t/\tau)] - 1\right\} dx, \qquad \text{(A14)}$$

$$J(p,\tau) \sim 2p\int_0^{\infty} e^{-pt}dt\int_0^{\infty}\exp[-\tau\Phi(x)]\left\{\exp[\tau\Phi(x)] - \exp[\tau\Phi(x + t/\tau)]\right\} dx. \qquad \text{(A15)}$$

Заметим, что в формулах (A14) - (A15) отброшены и слагаемые порядка $(p/\tau)[p + \phi(0)]^{-2}$. Эти слагаемые обусловлены вкладом i_3 (формула (A12)).

Итак, задача сводится к изучению интегралов в правых частях (A13) - (A15). Подставляя $t = \tau(y - x)$,

$$\Phi(x) = \frac{1}{\upsilon}, \qquad \Phi(y) = \frac{1}{u} \qquad \text{(A16)}$$

и

$$\frac{\tau}{\upsilon} = z, \qquad \frac{\tau}{u} = w, \qquad \text{(A17)}$$

получаем

$$Z(\tau,0) \sim 2\int_0^{\infty} e^{-z} x\left(\frac{\tau}{z}\right) d\,z, \qquad \text{(A18)}$$

$$I(p,\tau) \sim 2p\tau^3\int_0^{\infty} e^{-z}\,x'\left(\frac{\tau}{z}\right)\frac{dz}{z^2}\int_0^{z} e^{-p\tau[x(\tau/w) - x(\tau/z)]}\left(e^{w} - 1\right)x'\left(\frac{\tau}{w}\right)\frac{dw}{w^2}, \qquad \text{(A19)}$$

$$J(p,\tau) \sim 2p\tau^3\int_0^{\infty} x'\left(\frac{\tau}{z}\right)\frac{dz}{z^2}\int_0^{z} e^{-p\tau[x(\tau/w) - x(\tau/z)]}\left(1 - e^{w - z}\right)x'\left(\frac{\tau}{w}\right)\frac{dw}{w^2}. \qquad \text{(A20)}$$

Здесь функция $x(z)$ определяется из уравнения

$$\Phi\big(x(z)\big) = 1/z, \tag{A21}$$

а $x'(z) = dx(z)/dz$.

Формулы (A18) - (A20) составляют основу вывода асимптотических разложений $U(\tau,\beta)$ и $Z(\tau,\beta)$. В качестве следующего предварительного шага необходимо найти разложение $x(\tau z)/x(\tau)$ при $\tau \to \infty$. Это делается в Приложении В.

Приложение В

Случай доплеровского профиля. Введем

$$X \equiv x(\tau z), \quad x \equiv x(\tau), \quad R = X^2/x^2, \tag{B1}$$

где $x(z)$ - корень уравнения (7). Используя (9), находим, что

$$R = 1 + \frac{1}{x^2}\ln z - \frac{1}{2x^2}\ln R + \frac{1}{x^2}\ln\frac{f(X)}{f(x)}. \tag{B2}$$

Привлекая асимптотическое разложение функции $f(z)$, определенной формулой (8),

$$f(z) \sim 1 + \sum_{n=1}^{\infty} b_n z^{-2n}, \quad b_n = (-1)^n 2^{-n}(2n-1)!!, \tag{B3}$$

можно переписать (B2) в виде

$$R = 1 + \frac{1}{M}\ln z - \frac{1}{2M}\ln R - \frac{1}{M}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{c_k}{M^k}\left(1 - R^{-k}\right), \tag{B4}$$

где $M \equiv x^2(\tau)$, а коэффициенты c_k определяются из следующего тождества:

$$\sum_{k=1}^{\infty} c_k y^k = \sum_{k=1}^{\infty}\frac{(-1)^{n+1}}{n}\left(\sum_{m=1}^{\infty} b_m y^m\right)^n \tag{B5}$$

Из этого соотношения следует, что

$$c_k = \sum_{n=1}^{k}\frac{(-1)^{n+1}}{n}a_{k-n}(n), \tag{B6}$$

где $a_m(n)$ можно найти из рекуррентного соотношения

$$a_m(n+1) = \sum_{l=0}^{m} a_{m-l}(n)\, b_{l+1}, \quad n = 1,2,\cdots, \quad a_m(1) = b_{m+1}.$$

Очевидно,

$$R = 1 + \sum_{n=1}^{\infty}\frac{r_n(z)}{M^n}. \tag{B7}$$

Подстановка (В7) в (В4) приводит к следующим рекуррентным соотношениям для коэффициента $r_n(z)$:

$$r_m(z) = \sum_{l=1}^{m-1} c_{m-l-1} \sum_{n=1}^{l} d_n(l-m+1)\, t_{l-n}(n;z), \quad m \geq 2, \quad r_1(z) = \ln z,$$

$$t_k(n+1;z) = \sum_{l=0}^{k} t_{k-l}(n;z)\, r_{l+1}(z), \quad n = 1,2,\cdots, \quad t_k(1;z) = r_{k+1}(z),$$

где

$$d_n(p) = \frac{p(p-1)(p-2)\cdots(p-n+1)}{n!}, \quad p \neq 0, \quad d_n(0) = \frac{1}{2}\frac{(-1)^n}{n},$$

а c_k определены согласно (В6). Заметим, что $c_0 = 1$. Так, в частности,

$$\begin{aligned} r_1 &= \ln z, \;\; r_2 = -\frac{1}{2}\ln z, \;\; r_3 = \frac{1}{4}\ln^2 z + \frac{3}{4}\ln z, \\ r_4 &= -\frac{1}{6}\ln^3 z - \frac{7}{8}\ln^2 z - \frac{15}{8}\ln z. \end{aligned} \tag{В8}$$

Общий вид разложения таков:

$$r_m = \sum_{k=1}^{m-1} \alpha_k(m) \ln^k z, \quad m \geq 2. \tag{В9}$$

Разложение, которое мы ищем,

$$\frac{x(\tau z)}{x(\tau)} = \sqrt{R} \equiv 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{s_n(z)}{M^n}, \tag{В10}$$

следует из разложения (В7). Очевидно, коэффициенты $s_n(z)$ можно получить из рекуррентного соотношения

$$s_n(z) = \frac{1}{2} r_n(z) - \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{n-1} s_k(z)\, s_{n-k}(z), \quad n = 2,3,\cdots, \quad s_1(z) = \frac{1}{2} r_1(z).$$

В частности,

$$\begin{aligned} s_1 &= \frac{1}{2}\ln z, \quad s_2 = -\frac{1}{8}\left(\ln^2 z + 2\ln z\right), \\ s_3 &= \frac{1}{8}\left(\frac{1}{2}\ln^3 z + 2\ln^2 z + 3\ln z\right), \\ s_4 &= -\frac{5}{128}\ln^4 z - \frac{23}{96}\ln^3 z - \frac{21}{32}\ln^2 z - \frac{15}{16}\ln z. \end{aligned} \tag{В11}$$

Коэффициенты более высоких порядков можно легко найти, использовав какую-либо из компьютерных программ для аналитических вычислений. Асимптотическое разложение (12) функции $Z(\tau,0)$ получается из (А18) подстановкой (В10) - (В11) с заменой z на z^{-1}.

В формуле (A19) фигурирует производная $x'(y)$. Из уравнения (7) имеем

$$x'(y)=\frac{\sqrt{\pi}}{y^2}e^{x^2(y)}. \tag{B12}$$

Подстановка этого соотношения вместе с разложениями (B7) и (B10) в (A19) дает

$$I(\beta,\tau)\sim\ f^2(x(\tau))q\sum_{n=0}^{\infty}B_n(q)[x(\tau)]^{-1-2n}, \tag{B13}$$

где $q=\beta\tau/(2x(\tau))$ и

$$B_n(q)=\int_0^{\infty}e^{-y}y^{-1-q}dy\int_0^{y}C_n(y,z)(e^z-1)z^{q-1}dz. \tag{B14}$$

Коэффициенты $C_n=(y,z)$ определяются из тождества

$$\sum_{n=0}^{\infty}C_n(y,z)M^{-n}=\exp\left[\sum_{n=1}^{\infty}A_n(y,z)M^{-n}\right]. \tag{B15}$$

В этом соотношении

$$A_n(y,z)=r_{n+1}(1/z)+r_{n+1}(1/y)+2q\left[s_{n+1}(1/y)-s_{n+1}(1/z)\right], \tag{B16}$$

где r_n и s_n даются формулами (B8) и (B11). Из (B15) следует, что

$$C_n(y,z)=\sum_{m=1}^{n}\frac{1}{m!}D_{n-m}(m;y,z),$$

где $D_k(m;y,z)$ определяются из рекуррентного соотношения

$$D_k(m+1;y,z)=\sum_{l=0}^{k}D_l(m;y,z)A_{k-l+1}(y,z),\ \ m=1,2,\cdots,\ \ D_k(1;y,z)=A_{k+1}(y,z).$$

Так, в частности,

$$C_0(y,z)=1,\ \ C_1(y,z)=A_1(y,z)=\frac{1}{2}\ln(yz)+\frac{q}{2}\ln\frac{y}{z}+\frac{q}{4}\left(\ln^2z-\ln^2y\right), \tag{B17}$$

и в общем виде

$$C_n(y,z)=\sum_{m,k}\alpha_{mk}(n)\ln^m y\ln^k z. \tag{B18}$$

Согласно (B14) и (B18) необходимо вычислить следующие интегралы:

$$I_{mk}(q)=\int_0^{\infty}e^{-y}y^{-1-q}\ln^m y dy\int_0^{y}(e^z-1)z^{q-1}\ln^k z dz. \tag{B19}$$

Очевидно, что

$$I_{mk}(q) = (-1)^m \frac{\partial^{m+k}}{\partial q_1^m \partial q_2^k} J(q_1 q_2)\bigg|_{q_1=q_2=q}, \tag{B20}$$

где

$$J(q_1, q_2) \equiv \int_0^\infty e^{-y} y^{-1-q_1} dy \int_0^y (e^z - 1) z^{q_2 - 1} dz. \tag{B21}$$

Можно показать, что

$$J(q_1 q_2) = \frac{\Gamma(q_2 - q_1)}{q_2}\left[\frac{\Gamma(1 + q_1 - q_2)\Gamma(1 + q_2)}{\cdot\,\Gamma(1 + q_1)} - 1\right], \tag{B22}$$

где $\Gamma(z)$ - гамма-функция Эйлера. При $q_1 = q_2 = q$ эта формула принимает вид

$$I_{00}(q) = J(q, q) = \frac{1}{q}\left[C + \psi(1 + q)\right], \tag{B23}$$

где $\psi(z) = \Gamma'(z)/\Gamma(z)$.

Подстановка (B17) и (B14) дает

$$B_0(q) = I_{00}(q), \;\; B_1(q) = \frac{1+q}{2} I_{10}(q) + \frac{1-q}{2} I_{01}(q) + \frac{q}{4}(I_{02} - I_{20}). \tag{B24}$$

Заметим, что явное выражение для $B_2(q)$ гораздо сложнее. Далее, комбинируя (B3) и (B13), получаем $I(\beta,\tau)$ в виде суммы ряда по степеням x^{-1}. Подстановка этого ряда и разложения (12) для $Z(\tau,0)$ в (A2) приводит в конце концов к разложению (4) для $U(\tau,\beta)$ с коэффициентами (11).

При $n \geq 3$ нахождение коэффициентов $a_n(q)$, входящих в (4), оказывается довольно громоздким.

Следует отметить, что в основе подхода, использованного здесь для получения асимптотических разложений, лежит использование медленно меняющейся функции $x(z)$. Этот подход широко используется в случае статических сред (см., например, [11] раздел 2.6).

Приложение C

Степенные крылья ($\phi(x) \sim \phi_0 |x|^{-k}$). В этом случае из уравнения (A21) имеем

$$x(z) \sim \left(\frac{\phi_0}{k-1}\right)^{\frac{1}{k-1}} z^{\frac{1}{k-1}}. \tag{C1}$$

Подстановка этой формулы в (A20) дает

$$\overline{K}(\beta,\tau) \sim 1 - \frac{1}{\tau} - \frac{2}{\tau} F(q), \tag{C2}$$

где

$$q = \beta \left(\frac{\phi_0}{k-1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \tau^{\frac{k}{k-1}} \tag{C3}$$

и

$$F(q) = q^2 \int_0^\infty dz \int_z^\infty e^{-q(y-z)} \left(1 - e^{y^{1-k} - z^{1-k}} \right) dy. \tag{C4}$$

В частном случае фойгтовского профиля (k = 2) функция $F(q)$ выражается через цилиндрические функции:

$$F(q) = q \int_0^\infty \exp\left(-\frac{2q}{y} + y \right) K_1(y) \frac{dy}{y} = \frac{\pi^2}{2} q \left[J_1^2\left(2\sqrt{q}\right) + N_1^2\left(2\sqrt{q}\right) \right] - \frac{1}{2}. \tag{C5}$$

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.5-355

О ШИРОКИХ ЛИНИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРАХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ КАК ИНДИКАТОРАХ БЫСТРЫХ ТЕЧЕНИЙ

А.Г.ЕГИКЯН

Поступила 18 марта 1999
Принята к печати 20 мая 1999

Обсуждается возможность использования широких (порядка и более 100 км/с) линий поглощения дублета Mg II 2800, формирующихся в областях планетарных туманностей с быстрыми коллимированными течениями и, вероятно, проявляющихся на фоне коротковолнового крыла бальмеровского континуума спектра, в качестве индикаторов таких течений. С этой целью, используя существующие аналитические (динамические) модели изотермических течений с загружаемой массой и численные (фотоионизационные) модели планетарных туманностей, вычислены теоретические профили линий в приближении Соболева и показана их зависимость от некоторых параметров. Преимущество предлагаемого метода заключается в возможности выявления быстрых течений у слабых, звездообразных планетарных туманностей.

1. *Введение.* Быстрые течения (БТ) в планетарных туманностях (ПТ) интересны тем, что они, судя по всему, образуются в результате газодинамического взаимодействия сверхбыстрого ветра ядра с медленным ветром звезды-предшественницы [1] и, стало быть, могут служить индикаторами реакции вещества туманности на поступление энергии, количества движения и массы, обусловленное звездным ветром центральной звезды. Такие течения характеризуются типичными скоростями в проекции на луч зрения до 200-300 км/с и выявляются, в основном, посредством пространственно разрешенных профилей эмиссионных линий H_α, [OIII], [NII] и [SII] [2-4].

По-видимому, имеется лишь один достоверный пример обнаружения БТ с помощью широких компонентов дублета CIV1550, наблюдаемых в поглощении в спектре ПТ A78 [5]. Обнаруженные на фоне обусловленного звездным ветром профиля типа P Cyg, необычайно широкие (вплоть до 375 км/с), эти абсорбционные детали были идентифицированы с линиями, формируемыми в условиях БТ с загружаемой массой (малая апертура соответствующей камеры Космического телескопа им. Хаббла (HST) - 0.25" x 0.25" позволила избежать влияния эмиссии окружающей туманности). Следует отметить, что пространственное разрешение HST (~0.044"/pixel) в настоящее время является непревзойденным с точки зрения выявления в спектрах практически непротяженных туманностей тонких кинематических деталей, в том числе и по профилям формирующихся в туманностях ультрафиолетовых линий поглощения.

Наблюдаемые градиенты скоростей течений (свыше 100 км/с на область формирования спектральных линий, см. например, [3]), при благоприятной ориентации их направлений, могут обусловить ширины линий поглощения порядка нескольких ангстрем, с характерными профилями, по которым можно было бы выявлять и интерпретировать такие движения даже у звездообразных объектов. В случаях слабого уровня спектра центральной звезды в области 1550Å можно надеяться на регистрацию подобных линий в других диапазонах, например, MgII 2800, на фоне, обусловленном коротковолновым краем бальмеровского континуума в спектре туманности.

Таким образом, представляется весьма желательным иметь теоретические профили резонансных линий, формирующихся в условиях БТ в ПТ, не только с точки зрения индикации таких течений у слабых звездообразных объектов, но и выбора между различными динамическими моделями течений.

Подчеркнем, что линии поглощения, обычно наблюдаемые в спектрах многих ПТ и уверенно идентифицируемые с линиями, формирующимися в условиях ПТ, в том числе и компоненты резонансного дублета Mg II 2800, имеют ширины порядка нескольких десятых ангстрема (нескольких десятков км/с) ([6,26] и ссылки там), что на порядок меньше теоретических ширин линий, обусловленных БТ.

В разделе 2 настоящей работы обосновывается выбор динамических моделей БТ, а раздел 3 посвящен расчетам профилей дублета Mg II 2800. Полученные результаты обсуждаются в разделе 4.

2. *Об аналитических динамических моделях БТ.* Хорошо известно, что коллимированные течения можно получить как в численных [1], так и в полуаналитических [7,8] моделях взаимодействующих по стандартному сценарию звездных ветров. Следует, однако, подчеркнуть, что такие модели не учитывают фактов сильной неоднородности вещества, явно наблюдаемых во многих туманностях в виде конденсаций с размерами от 10^{15} до 10^{16}-10^{17} см. Анализируя время жизни таких образований, авторы [9] заключили, что они представляют собой холодные (~10 K), плотные (~10^6 см$^{-3}$) молекулярные глобулы (clumps) с массами порядка 10^{-4} $M_\odot$. Вероятное образование этих глобул в расширяющихся оболочках AGB-звезд (звезд-предшественниц на асимптотической ветви гигантов) в результате действия механизма, обусловленного неустойчивостью Паркера [10], скорее всего имеет универсальный характер.

Динамика изотермических течений с загружаемой массой, образующихся в результате взаимодействия быстрых звездных ветров с сильно неоднородной средой проанализирована в работах [11-14]. В работе [15] эти результаты используются для построения простых одномерных аналитических моделей, описывающих динамику расширения ПТ, а также БТ, образующихся при заданном несферическом распределении неоднородностей. Учет количества движения, привносимого веществом ветра звезды-предшественницы, позволяет при этом получать практически все разнообразие радиальных зависимостей скоростей расширения $u(r)$, наблюдаемых в ПТ. Действительно, интенсивное высвечивание плотного вещества, поступающего от глобул в результате испарения или абляции [14], в условиях сильного поля излучения ядра приводит к установлению изотермического течения, описываемого в сферически-симметричном случае известными уравнениями неразрывности и движения:

$$\frac{d}{dr}\left(\rho\cdot u\cdot r^2\right)=S\cdot r^2, \tag{1}$$

$$\frac{1}{r^2}\cdot\frac{d}{dr}\left(\rho\cdot u^2\cdot r^2\right)=S\cdot \upsilon_{sl}-\frac{dP}{dr}. \tag{2}$$

Для изотермической среды

$$P=\rho\cdot c^2. \tag{3}$$

Здесь u и ρ - соответственно скорость и плотность течения, r - радиальная координата, P - давление, c - изотермическая скорость звука и $S(r)$ - скорость поступления массы в единицу объема за единицу времени (г·см$^{-3}$·с$^{-1}$), а υ_{sl} — скорость "медленного" ветра звезды-предшественницы на AGB стадии. Уравнение (1) очевидным образом дает

$$4\pi r^2\rho u=M_s+4\pi\cdot\int_{r_0}^{r}S(r')r'^2dr', \tag{4}$$

где M_s - скорость потери массы центральной звездой (г/с),

$$M_s=4\pi r_0^2\rho_0\upsilon_s, \tag{5}$$

υ_s - скорость "сверхбыстрого" ветра ядра и величины с индексом "0" относятся к внутренней границе туманности r_0. Стационарность течения определяется условием $\upsilon_s \gg \upsilon_{sl}$, а изотермичность - требованием ($S(r)$ = const):

$$3\cdot\left|\frac{d\ln(\mathrm{H}-\Lambda)}{d\ln\left(T_e\right)}\right|^{-1}\ll 1, \tag{6}$$

где H и Λ - соответственно, скорость нагрева (излучением ядра) и охлаждения среды в единице объема [14].

Уравнения (1) - (3) дают:

$$\left(u^2-c^2\right)\frac{du}{dr}=-\frac{S}{\rho}\left(u^2+c^2-u\cdot\upsilon_{sl}\right)+\frac{2uc^2}{r}. \tag{7}$$

Как известно, координаты звуковой точки ($u = c$) определяются условием равенства нулю правой части (7). В данном случае это значит, что течение остается сверхзвуковым всюду при

$$v_{sl} > 2c \tag{8}$$

Значение c равно ~12 км/с при $T_e = 10^4$K и меняется между ~10км/с ($T_e = 8000$K) и ~17км/с ($T_e = 22000$K), в то время как диапазон скоростей "медленных" выбросов звезд-предшественниц на асимптотической ветви гигантов порядка 4-40км/с [16]. Следует подчеркнуть, однако, что в начале протопланетарной фазы ПТ возможны скорости истечения вдоль полюсов порядка 30-300км/с, связанные с быстрой трансформацией сферически-симметричного AGB - ветра в асферическую ПТ, обусловленной, в свою очередь, нерадиальными пульсациями или/и двойственной природой центральной звезды [16]. Исследуя связь между морфологическими и кинематическими особенностями ПТ, Шварц [17,18] подчеркивает резко отличные средние скорости расширения эллиптических (~20км/с) и биполярных (~170 км/с) ПТ. Далее будем считать, что скорость "медленного" выброса не такая уж и медленная: v_{sl} ~100-200 км/с, так что данная модель формирования БТ применима только к таким туманностям - с быстрым "медленным" ветром. В таком случае область с добавляемой массой, характеризующейся темпом инъекции массы $S(r)$, в общем случае отличной от значений вне моделируемого быстрого течения, плавно (т.е. без образования ударного фронта [15]) тормозит зведный ветер с последующим ускорением вплоть до рекомбинационного фронта, расположенного, в зависимости от конкретных условий, при значениях относительного радиуса r/r_0 порядка 2.5-3. Координаты рекомбинационного фронта устанавливаются посредством численных фотоионизационных моделей, рассчитываемых на основе описываемой аналитической динамической модели (см. ниже). Тогда для сверхзвукового течения с $u \gg c$ вместо (7) очевидно будем иметь

$$\frac{du}{dr} \approx -\frac{S}{r} \cdot \frac{u - v_{sl}}{u} \tag{9}$$

и, после исключения ρ посредством (4) и последующего интегрирования, окончательно получим

$$u(r) = \frac{v_{sl} \cdot I(r) + v_s \cdot M_s}{M_s + I(r)}, \tag{10}$$

где

$$I(r) = 4\pi \cdot \int_{r_0}^{r} S(r') r'^2 \, dr'. \tag{11}$$

Значения перечисленных параметров M_s, v_s, S и v_{sl} и определяют всю динамику расширения ПТ, включая возможное формирование быстрых ($u > 100$ км/с) течений в отдельных частях туманностей при $S(r, \theta) \neq \text{const}$.

Распределение плотности при сферической симметрии ($S = S(r)$) определяется формулой

$$\rho = \frac{\left[M_s + I(r)\right]^2}{4\pi r^2 \cdot \left[\upsilon_{sl} \cdot I(r) + \upsilon_s \cdot M_s\right]}. \qquad (12)$$

Формулы (10) и (12) применимы ко всем ПТ, для которых справедливы условия (6) и (8).

При однородном распределении центров загрузки массы (глобул), $S(r) = S_0 = \text{const}$, и $\upsilon_{sl} = \text{const}$, имеем простые формулы для u (в км/с) и концентрации $n = \rho/m_a$ (в см$^{-3}$, $m_a = 2 \cdot 10^{-24}$ г):

$$u = 10^3 \cdot \frac{3\mu_s(27) + 0.04\pi \cdot S_0(32) \cdot r_0^3(17)\upsilon_{sl}(6) \cdot \left(x^3 - 1\right)}{3 \cdot M_s(19) + 4\pi \cdot S_0(32) \cdot r_0^3 \cdot \left(x^3 - 1\right)}, \qquad (13)$$

$$n = 5 \cdot \frac{\left[3 \cdot M_s(19) + 4\pi \cdot S_0(32) \cdot r_0^3(17) \cdot \left(x^3 - 1\right)\right]^2}{12\pi \cdot r^2(17)\left[3\mu_s(27) + 0.04\pi\, S_0(32) \cdot r_0^3(17) \cdot \upsilon_{sl}(6) \cdot \left(x^3 - 1\right)\right]}, \qquad (14)$$

где $\mu_s = M_s \cdot \upsilon_s$, $x = r/r_0$ и $a(k) \equiv a/10^k$ (за исключением $S_0(32) \equiv S_0/10^{-32}$). При $x = 1$ значения u и n определяются ветром ядра, но в области загрузки массы ($x > 1$) доминируют члены, определяющие инъекцию массы. При характерных значениях $M_s \sim 10^{-8} \div 10^{-6}\, M_\odot$/год, $\upsilon_s \sim 1000 \div 3000$ км/с, $\upsilon_{sl} \sim 4 \div 40$ км/с (эллиптические ПТ) или $30 \div 300$ км/с (биполярные ПТ), формулы (13), (14) дают значения u и n, обычные для ПТ, то есть $u \sim 20 \div 40$ км/с, $n \sim 10^2 \div 10^4$ см$^{-3}$, при $S_0 \sim 10^{-30} \div 10^{-32}$ г·см$^{-3}$с$^{-1}$. Полагая характерный объем области, содержащей БТ, равным 10^{51} см$^{-3}$, легко видеть, что за характерное время 1000 лет выделится масса порядка $0.0001 \div 0.01\, M_\odot$, что вполне приемлемо. Как уже отмечалось, выбирая $\upsilon_{sl} > 100$ км/с, можно получить значения u, характерные именно для БТ.

Течения с возрастающими наружу скоростями можно получить либо посредством специального выбора вида зависимости $S(r)$, либо, более проще, требуя переменности υ_{sl}:

$$\upsilon_{sl} = \upsilon_{sl}(r_0) \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^\alpha, \qquad (15)$$

при $\alpha > 0.5$. Наблюдения в линиях CO некоторых AGB-объектов [18] и ПТ [19], показывающих наличие нескольких независимых ветров с различными скоростями расширения в области CO эмиссии (r~10^{17}см), позволяют принять (15) в качестве основы (вместе с (10) - (12)) для построения аналитической модели динамики ПТ и формирующихся в некоторых из них БТ. Несмотря на простоту, такая модель может иметь практические приложения, в частности, в задачах интерпретации БТ, выявляемых, как указывалось выше, посредством широких линий поглощения.

3. *Профили абсорбционных линий*. При наблюдаемых градиентах скоростей БТ, $du/dr{\sim}u/r{\sim}10^{-10}$ с$^{-1}$, линейный размер области радиационного взаимодействия составит $d{\sim}\upsilon_{th}/du/dr \sim 5{\cdot}10^{15}$ см для $\upsilon_{th} \sim 5$ км/с, $u{\sim}100$ км/с и $r{\sim}10^{17}$ см. Поскольку $d{<<}r$, применимо приближение Соболева, и в условиях ускоряющихся (замедляющихся) сред взаимодействие резонансного излучения с селективно поглощающим веществом, как хорошо известно [21], приводит к формированию профилей типа P Cyg. В терминах цитированной работы выражение для интересующего нас нормализованного абсорбционного профиля определяется как

$$\frac{A(\Delta\nu > 0)}{B} = 2 \cdot \int_{\mu_m}^{1} \exp(-\tau)\mu\, d\mu, \tag{16}$$

а оптическая толщина в линии имеет обычный вид:

$$\tau = 2kn\upsilon_{th} \Big/ \left|\partial u_z/\partial_z\right|, \tag{17}$$

где k - коэффициент поглощения в центре линии, n - концентрация поглощающих атомов, υ_{th} - среднеквадратичное значение тепловой скорости, $\mu_m = \cos(\theta_m)$, θ_m - максимальный угол между лучом зрения и линиями тока БТ и

$$\left|\partial u_z/\partial_z\right| = \left(du/dr\right)\cdot\mu^2 + \left(u/r\right)\left(1-\mu^2\right). \tag{18}$$

При этом $u_z = u(r)\mu = -c\cdot\Delta\nu/\nu_0$.

Как хорошо известно, ПТ расширяются с определенным положительным градиентом скорости [22], и самые последние наблюдения, выполненные на основе измерений расщепления линий ионов одного и того же атома [23], подтверждают этот результат, что, как уже указывалось, требует выполнения условия (15). Ясно, что при этом (10) задает возрастающую с радиусом функцию как вообще для ПТ, так и для БТ в частности. В этом случае точки пересечения луча зрения с поверхностями равных лучевых скоростей определяются вполне однозначно, позволяя и однозначное вычисление τ по формуле (17), т.е. посредством концентрации $n(r)$ и градиента проекции скорости расширения на луч зрения.

Нас интересует профиль линии поглощения, формирующейся на подходящем непрерывном фоне в условиях БТ, так как эмиссию окружающей туманности можно пространственно и спектрально разрешить, а эмиссия вещества самого БТ мала. Действительно, нормированный эмиссионный профиль линии, формирующейся в шаровом секторе по лучу зрения, равен [21]:

$$\frac{E(\Delta\nu > 0)}{B} \approx \left(\frac{r_c}{r_0}\right)^2 \frac{S_{lj}}{I_c}\left[1 - \exp\left(-\tau_{cp}\right)\right], \qquad (19)$$

где S_{lj} – функция источников в линии, I_c - интенсивность близлежащего непрерывного фона (используются усредненные по лучу зрения величины), $r_c \sim 10^{16}$ см < $r_0 \sim 10^{17}$ см - характерные размеры БТ в основной части ПТ. В частности, для резонансного дублета Mg II 2800, контролируемого ударами, в стандартных условиях ПТ, как известно (в ед. эрг/см² с Гц)

$$S_{lj} \approx \left(2h\nu^3/c^2\right)\cdot n_j/n_l \sim 10^{-20}\, n_e, \qquad (20)$$

а

$$I_c = 4\pi\, j_\nu\left(4\pi r_0^3/4\pi r_0^2\right) \sim 5\cdot 10^{-23}\, n_e^2. \quad [22]. \qquad (21)$$

Таким образом, при $n_e > 2\cdot 10^2$ см$^{-3}$ $S_{lj} < I_c$ (здесь I_c – интенсивность эмиссии в бальмеровском континууме у 2800 А), то есть эмиссия самого БТ действительно мала.

На рис. 1-3 показан ряд профилей сильнейшего компонента Mg II 2800, рассчитанных для различных моделей и при различных комбинациях определяющих параметров модели. Концентрации поглощающих ионов Mg II рассчитывались посредством известной компьютерной программы численных фотоионизационных моделей CLOUDY [24], где, однако, распределение плотности вещества задавалось на основе формулы (12). Дело в том, что хотя CLOUDY и представляет собой наиболее полный на сегодняшний день интегрированный пакет программ для расчетов ионизационной структуры газопылевых туманностей, возбуждаемых излучением центрального источника, она не самосогласованна в том смысле, что уравнения статистического равновесия атомов и ионов, равно как и теплового равновесия среды, решаются для заданных распределений плотности и скорости вещества. В связи с этим, следует подчеркнуть, однако, что существующие численные газодинамические модели [1] значительно уступают CLOUDY по полноте учитываемых элементарных процессов, по точности описания переноса излучения, учету пыли и т.д. Мы использовали так называемую стандартную модель планетарной туманности, оптимальную при теоретическом воспроизведении эмиссионного спектра некоторых хорошо изученных объектов [24], совместно с вышеописанной аналитической газодинамической моделью.

Профили на рис.1 рассчитаны для модели с $\dot{M}_s = 10^{-8}\, M_\odot$/год, $\upsilon_s = 2000$ км/с, $\upsilon_{sl} = 170$ км/с, $S_0 = 5\cdot 10^{-30}$ г·см$^{-3}$с$^{-1}$, $\alpha = 0.5$ и трех значений μ_m: 0.6, 0.7 и 0.8 (на всех рисунках $a = \alpha$ и $p = \mu_m$). Параметры ядра: $T_s = 50000$K, $R_s = 0.1\, R_\odot$, а $r_0 = 10^{17}$ см. На рис.2 приведены результаты для той же модели, но при фиксированном $\mu_m = 0.6$ и двух значениях температуры

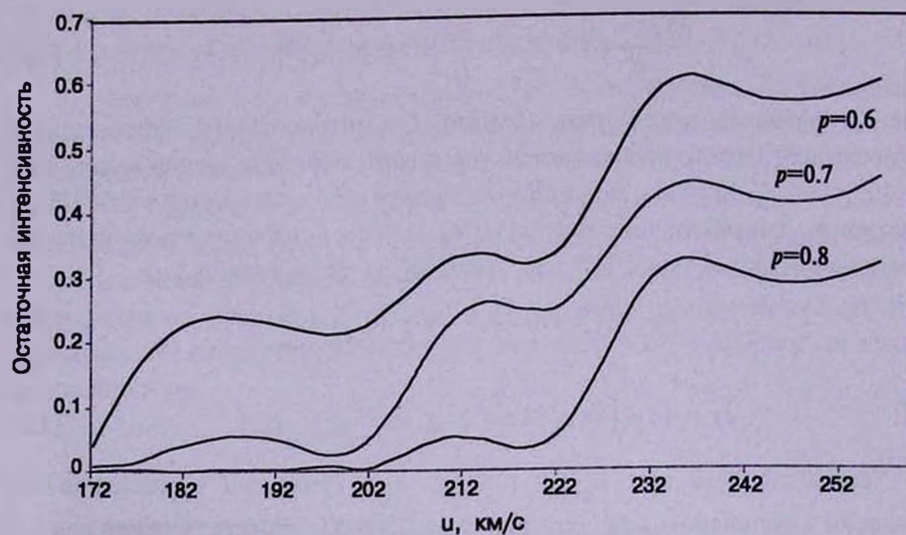

Рис.1. Профили MgII 2796: a=0.5

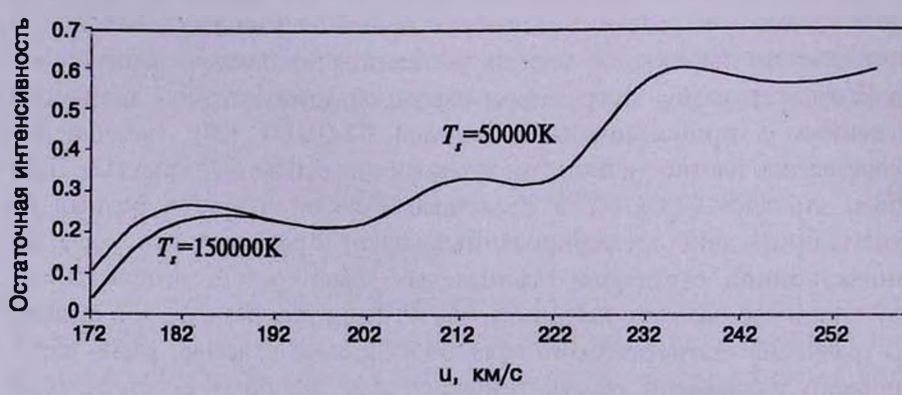

Рис.2. Профили MgII 2796: a=0.5, p=0.6

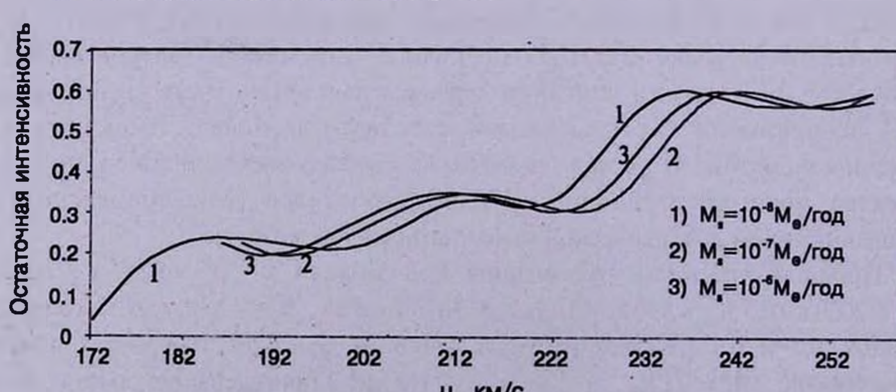

Рис.3. Профили MgII 2796: a=0.5, p=0.6

ядра: 50000 и 150000K (значения светимостей равны 60 и 4600 $L_\odot$ соответственно). Наконец, рис.3 иллюстрирует влияние темпа звездного ветра на форму профилей (при этом исходные значения скорости $u(r)$ на внутренней границе туманности в зависимости от значений $\dot{M}_s$ слегка различаются, примерно на $5 \div 10$ км/с).

4. *Заключение*. Итак, БТ в ПТ вполне в состоянии формировать широкие линии поглощения, которые, тем самым, могут служить индикаторами таких течений в туманностях определенных классов. Отметим, что, как следует из модельных расчетов, статические оптические толщины Mg II 2800 достигают значений порядка 1000, что, как хорошо известно, на $2 \div 3$ порядка меньше значений, также способных обусловить большие ширины линий (более 100 км/с или более одного ангстрема). Здесь следует подчеркнуть, что, хотя вышеизложенная процедура расчета профилей линий и относится к течениям с относительно специфическими свойствами, а именно, к изотермическим течениям с загружаемой массой и с положительным градиентом скорости, тем не менее, очевидно, что ее можно использовать также и для БТ, модели которых имеют совершенно иные динамические характеристики. С другой стороны, адекватная интерпретация наблюдаемых профилей, возможная в принципе, на практике будет затруднена (за немногими исключениями) отсутствием оптимальных моделей конкретных туманностей и, в первую очередь, туманностей с эмиссионными линиями в спектрах их ядер. Дело в том, что численные модели полей излучения расширяющихся атмосфер таких ядер [25], вполне удовлетворительно описывающие широкие эмиссионные линии OV и OVI, наблюдаемые в их спектрах, вместе с тем приводят к противоречиям при моделировании эмиссионных спектров самих туманностей. Укажем, в качестве примера ПТ, NGC 6369: чтобы адекватно воспроизвести наблюдаемые профили упомянутых линий OV, OVI, в работе [25] используется эффективная температура ядра, равная 150000 K, вместе с широкой депрессией сразу же за лаймановским пределом. Мы использовали именно эту модель атмосферы ядра в программе CLOUDY, однако, оптимального согласия с наблюдаемым спектром этой низковозбужденной туманности так и не удалось добиться, в частности, отношение интенсивностей линий 4686 HeII и H_β оказалось равным 1, при наблюдаемом 0.04. Отметим, кстати, что в низкодисперсионном УФ-спектре этой туманности также наблюдалась широкая линия поглощения MgI 2852 [26], но, в отличие от линии MgII 2800, теоретические профили первой из них значимой силы не достигают при любых разумных параметрах туманности и поля излучения ядра, как чернотельной (T_{eff}~50000 K), так и модельной, из работы [25], так что вопрос об интерпретации этой линии остается открытым (самые последние наблюдения [3] указывают на наличие БТ также и в NGC 6369, а темп истечения звездного ветра ее ядра порядка $7 \cdot 10^{-7}$ $M_\odot$/год [25]). Другой аспект проблемы, возникающей при использовании модельного поля излучения

ядра, заключается в том, что расчеты профилей высоковозбужденных резонансных линий (например, CIV 1550) усложняются необходимостью учета прямого звездного излучения, доминирующего, в отличие от MgII 2800, в процессах первичного возбуждения таких линий [27] в ПТ. Другими словами, в случае CIV 1550 следует решать многоуровенную задачу переноса излучения в ситуациях, когда вопрос о поле излучения звезды, определяющем первичную функцию источников, зачастую нуждается в специальном исследовании.

Как видим, линия MgII 2800 оказывается достаточно удобной для выявления БТ в ПТ: как отмечалось в разделе 1, характеристики Космического телескопа HST позволяют без труда проводить подобную диагностику, разумеется, в тех случаях, когда наблюдается широкая абсорбционная линия. Поскольку для этого не необходимы ни регистрация излучения самого ядра (линия поглощения формируется на фоне бальмеровского континуума, обусловленного туманностью), ни даже пространственное разрешение самой ПТ (абсорбция БТ будет спектрально разрешаться от эмиссии окружающей туманности), то можно будет исследовать достаточно слабые объекты. Тогда можно надеяться, что число ПТ с известными БТ резко возрастет (на сегодня известны всего 30 таких объектов), что, в свою очередь, будет способствовать выявлению истинной природы этих, все еще во многом загадочных образований.

Данная работа финансировалась Королевским обществом Великобритании. Автор с благодарностью отмечает гостеприимство сотрудников факультета физики и астрономии университета г. Лидса (Великобритания). Часть данной работы проделана в тесном сотрудничестве с Джоном Дайсоном и Робином Вильямсом. С.Тамура прислал данные новых наблюдений скоростей расширений ПТ до их публикации, а Л.Костерке предоставил модели атмосфер ядер. Всем названным лицам автор выражает искреннюю благодарность. Автор также благодарен рецензенту за полезные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория им В.А.Амбарцумяна, Армения

ON WIDE ABSORPTION LINES IN SPECTRA OF PLANETARY NEBULAE AS INDICATORS OF FAST OUTFLOWS

A.G.YEGHIKYAN

The opportunity of use wide (order and more than 100 km/s) absorption lines of doublet MgII 2800, formed in the regions of planetary nebulae with fast collimated outflows, and probably revealed on a background of a short-wave side of Balmer's continuum of a spectrum, as indicators of such flows is discussed. With this purpose, on the base of existing analytical (dynamical) models of isothermal mass-loaded flows as well as numerical (photoionizational) models of planetary nebulae, theoretical profiles in Sobolev's approximation are calculated and their dependence on some parameters is shown. The advantage of the method is in the opportunity of revealing of fast outflows in a weak star-like planetary nebulae.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.Mellema*, Stockholm Observatory Preprint, No. 64, 1996.
2. *B.Balick, M.Rugers, Y.Terzian, J.A.Chengalur*, Astrophys. J., **411**, 778, 1993.
3. *A.Hajian, B.Balick, Y.Terzian, M.Perinotto*, Astrophys. J., **487**, 304, 1997.
4. *L.F.Miranda, R.Vazques, J.M.Torreles, C.Eiroa, J.A.Lopez*, Mon.Notic.Roy. Astron. Soc., **288**, 777, 1997.
5. *J.P.Harrington, K.J.Borkowski, Z.Tsvetanov, R.E.S.Clegg*, in Circumstellar Media in the Late Stages of Stellar Evolution, Cambridge, (R.Clegg et al., eds.), 1993, p.300.
6. *G.A.Gurzadyan, A.G.Egikyan, Y.Terzian*, Astrophys. Space Sci., **176**, 9, 1991.
7. *F.D.Kahn, D.Breitschwerdt*, Mon.Notic.Roy. Astron. Soc., **242**, 209, 1989.
8. *D.Breitschwerdt, F.D.Kahn*, Mon.Notic.Roy. Astron. Soc., **244**, 521, 1990.
9. *J.E.Dyson, T.W.Hartquist, M.Pettini, L.J.Smith*, Mon.Notic.Roy. Astron. Soc., **241**, 625, 1989.
10. *T.W.Hartquist, J.E.Dyson*, Astron. Astrophys., **319**, 589, 1997.
11. *T.W.Hartquist, J.E.Dyson, M.Pettini, L.J.Smith*, Mon.Notic.Roy. Astron. Soc., **221**, 715, 1989.
12. *J.E.Dyson*, Lecture Notes in Physics, **431**, 93, 1994.
13. *J.E.Dyson, R.J.R.Williams, M.P.Redman*, Mon.Notic.Roy. Astron. Soc., **277**, 700, 1995.
14. *R.J.R.Williams, T.W.Hartquist, J.E.Dyson*, Astrophys. J., **446**, 759, 1995.
15. *A.G.Yeghikyan, J.E.Dyson*, 1998 (in preparation).
16. *I.Cherchneff, A.G.G.M.Tielens*, in Circumstellar media in the Late Stages of Stellar Evolution /R.Clegg et al (eds.), Cambridge, 1994, p.232
17. *H.E.Schwarz*, ESO Conf. Proc. No.46 in H.E.Schwarz (ed.), Mass Loss on the AGB and Beyond, 1993, p.223
18. *H.E.Schwarz*, in Circumstellar Media in the Late Stages of Stellar Evolution, R.E.S.Clegg et al. (eds.), 1994, p.274

19. H.Olofsson, ESO Conf. Proc. No. 46 in H.E. Schwarz, (ed.), Mass Los on the AGB and Beyond, p. 330, 1993.
20. *P.J.Huggins*, Mass Loss on the AGB and Beyond, in /H.E. Schwarz, (ed.) ESO Conf. Proc. No. 46, p. 365, 1993.
21. *P.Kuan, L.V.Kuhi*, Astrophys. J., **199**, 148, 1975.
22. *С.Потташ*, Планетарные туманности, Мир, М., 1987.
23. *S.Tamura*, Private communication, 1998.
24. *G.J.Ferland*, 1996, Hazy, a Brief Introduction to Cloudy, Univ. of Kentucky.
25. *L.Koesterke, W.-R.Hamann*, in Planetary Nebulae, IAU Symp. 180, p.114 Kluwer Acad. Publ., 1998.
26. *G.A.Gurzadyan, A.G.Egikyan, Y.Terzian*, Astrophys. Space Sci., **175**, 191, 1991.
27. *E.Leibowitz*, Mon.Notic.Roy. Astron.Soc., **157**, 97, 1972.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.33:520.82

UBVR - ФОТОМЕТРИЯ ГАЗОЗАТМЕННЫХ ПЕРЕМЕННЫХ СИСТЕМ. ЕМ Сер

Н.Т.КОЧИАШВИЛИ

Поступила 30 апреля 1999
Принята к печати 20 июня 1999

Приведены UBVR - фотоэлектрические кривые блеска газозатменной переменной ЕМ Сер. 15-16 ноября 1991г. была обнаружена вспышка: когда в *R*-полосе наблюдалось повышение блеска в *U* замечалось понижение светимости звезды.

1. *Введение*. Среди множества разнообразных терминов, которые используются для обозначения типов и подтипов двойных систем, и, в частности, тесных двойных систем (ТДС), в начале 80-х годов появился и термин "газозатменные переменные" [1-5]. Так в своих статьях И.Б.Пустыльник назвал те ТДС, у которых наблюдаются периодические изменения яркости, вызванные переменным эффектом экранирования излучения звезд газом. Этот эффект, подобный атмосферному затмению, может иметь место в системах только с общей полупрозрачной околозвездной оболочкой. В числе газозатменных переменных могут оказаться ТДС всех типов: и алголи, и серпентиды, и контактные системы, даже новые и звезды Вольфа-Райе, и симбиотические, и, наконец, системы с релятивистскими компонентами [6].

В цикле работ Пустыльника-Эйнасто [2-6] проделаны соответствующие модельные расчеты и объяснены такие пекулярности наблюдаемых кривых блеска ТДС, как асимметрия, сдвиги моментов минимумов и максимумов, сложные изменения цвета с фазой орбитального периода и т.п. Объяснены также различные спектральные особенности ТДС. Доказывается, что эти и некоторые другие эффекты можно объяснить влиянием околозвездного газа.

Эти работы сразу привлекли наше внимание и в конце 80-х годов мы начали сотрудничество с Тартуской астрофизической обсерваторией им. В.Струве. Из списка кандидатов в газозатменные переменные были выбраны несколько систем и с 1990г. начаты их электрофотометрические наблюдения в Абастуманской астрофизической обсерватории.

Переменность одной из этих звезд, ЕМ Сер (ВД+61°2216), в 1959г. открыл Линдс, наблюдая ранние В - гиганты [7,8]. Эта звезда является членом звездной ассоциации Сер ОВ2, принадлежащей галактическому скоплению NGC 7160. Это яркий компонент визуальной двойной ADS

15434, где обе звезды двойные со слабыми компонентами.

Звезду электрофотометрически и спектрально исследовали разные авторы [9-15], которые уточняли период и начальную эпоху, но, как нам известно, пока еще никто не получил элементы ее орбиты.

Период системы $P = 0^d.806187$. Видимый блеск меняется в пределах от $7^m.02$ до $7^m.17$. На спектрограммах виден спектр только одной компоненты (BI IV+?). Известно, что кривые блеска системы изменяются от цикла к циклу, меняют форму и блеск [10], наблюдалась также и вспышка в *B* и *V* полосах [14]. Глубины минимумов примерно одинаковы, а высоты максимумов незначительно различаются [12,13,15]. Сложными получаются и кривые показателей цвета.

Анализ кривых блеска классическими методами, а также современными методами синтеза кривых блеска, затруднен в связи с вышеуказанными особенностями. Дело осложняет и то, что, как нам известно, не существует пока высокодисперсионного спектрального материала для этой звезды. Поэтому до сих пор не определены элементы орбиты этой системы. Из анализа контура эмиссионной линии H_α [12] можно сделать вывод, что система постоянно окружена газовой оболочкой.

В настоящей работе приводим *UBVR*, электрофотометрические кривые блеска, полученные автором в 1990-1997гг.

2. *Наблюдения и результаты. UBVR* - фотометрия EM Сер проводилась в Абастуманской астрофизической обсерватории на 48-см телескопе АЗТ 14-А с одноканальным фотометром АФМ-6. Цветовая система близка к стандартной системе *UBVR* Джонсона.

В качестве звезды сравнения была использована BD+62°1994, а в качестве контрольной - BD+61°2217.

На рис. 1-4 представлены кривые блеска EM Сер в полосах *R*, *V*, *B*, *U*, соответственно.

На оси абсцисс отложена фаза орбитального периода системы, а на оси ординат - разность интенсивностей излучения звезды сравнения и переменной в звездных величинах.

В ночь с 15 на 16 ноября 1991г. нами была обнаружена вспышка в *R* полосе, что хорошо видно на рис.1 в виде отдельных точек. В *V* - полосе наблюдалось лишь незначительное повышение блеска (рис.2), в то время как в полосе *B* - блеск нормальный и соответствует наблюдаемому обычно потоку излучения в этой фазе (рис.3). Что касается полосы *U*, здесь все точки расположены ниже кривой блеска (рис.4), т.е. наблюдается понижение блеска по сравнению с нормальным уровнем потока излучения. Если бы не наблюдения в *R* - полосе, мы бы и не заметили этой вспышки (наблюдения во всех полосах велись одновременно).

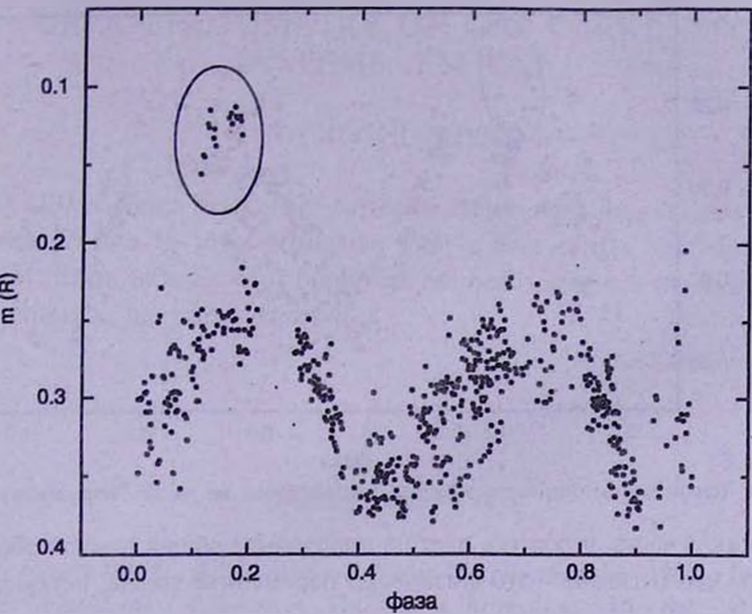

Рис.1. Точки, соответствующие вспышке, расположены гораздо выше "нормальных" точек.

Эта вспышка выглядит иначе, чем вспышка звезды, наблюдавшаяся Бакосом и Тремко [14]. Там наблюдалась почти одинаковая амплитуда повышения блеска в *B* и *V* полосах.

Исходя из вышесказанного, можно предположить, что перетекание вещества от B - гиганта к спутнику происходит переменным темпом: то оно "тихое", то выражается повышением интенсивности потока вещества. В таком случае выбрасывается значительная масса, часть которой перетекает

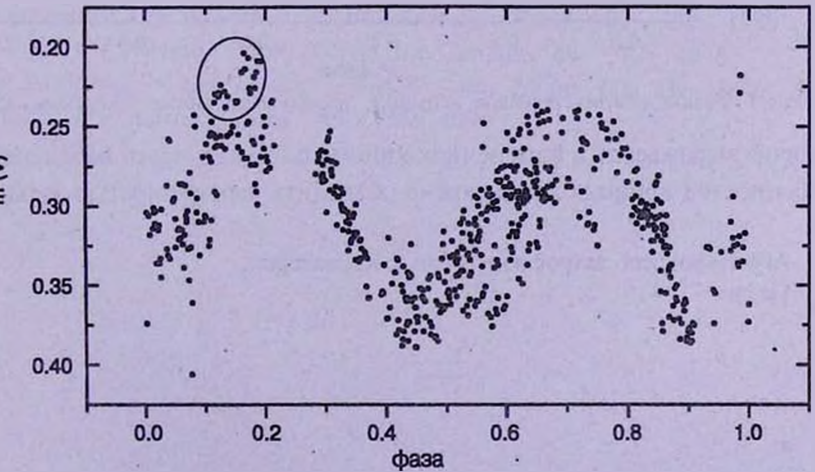

Рис.2. Точки, соответствующие вспышке, расположены чуть выше "нормальных" точек.

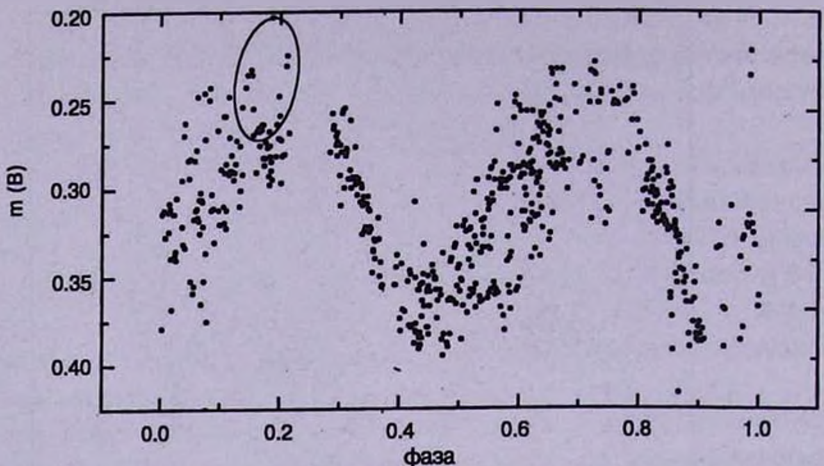

Рис.3. Точки, соответствующие вспышке, расположены на месте "нормальных" точек.

на спутник, а часть, вероятно, идет на пополнение общей газовой оболочки. Выходит, что В-гигант - это физически переменная звезда, переменность

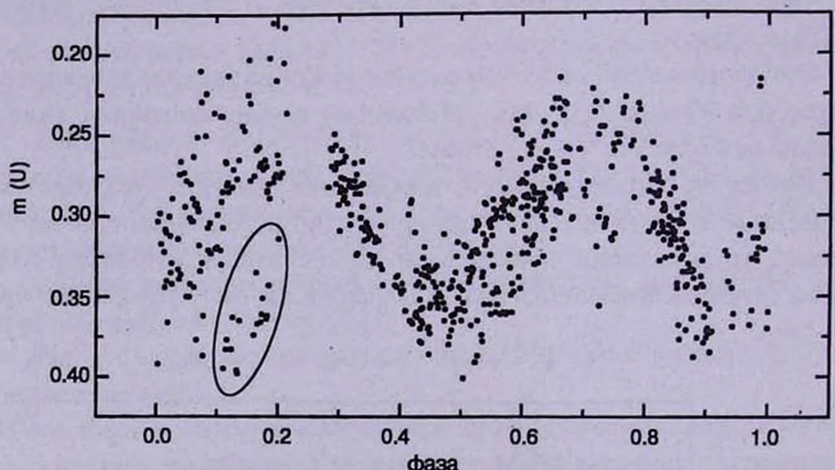

Рис.4. Точки, соответствующие вспышке, расположены ниже "нормальных" точек.

которой выражается в изменениях кривых блеска, и часть наблюдавшихся особенностей кривых блеска можно объяснить переменностью звезды.

Абастуманская астрофизическая обсерватория,
Грузия

UBVR PHOTOMETRY OF GAS-DARKENING SYSTEMS. EM CEP

N.T.KOCHIASHVILI

The UBVR photoelectric light curves of the gas-darkening variable EM Cep are given. On the 15-16 of November 1991 a flare of this star has been detected. While an increase of *R* brightness has been observed, the *U* brightness, on the contrary, has been decreased.

ЛИТЕРАТУРА

1. *И.Б.Пустыльник, Л.Эйнасто,* Астрон. циркуляр, № 1305, 1984.
2. *И.Б.Пустыльник, Л.Эйнасто,* Письма в Астрон.ж., **10**, №7, 516, 1984.
3. *И.Б.Пустыльник, Л.Эйнасто,* Письма в Астрон.ж., **11**, №11, 873, 1985.
4. *И.Б.Пустыльник, Л.Эйнасто,* Бюлл. Абастуманской астрофиз. обсерв. **58**, 121, 1985.
5. *И.Б.Пустыльник, Л.Эйнасто,* Письма в Астрон.ж., **13**, №7, 603, 1987.
6. *И.Б.Пустыльник,* Тесные двойные системы: эффекты взаимодействия. Итоги науки и техн., т. 36, М., 1989.
7. *C.R.Lunds*, Astrophys.J. **130**, 577, 1959.
8. *C.R.Lunds*, Astrophys.J. **130**, 603, 1959.
9. *Т.М.Рачковская*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., **46**, 35, 1972.
10. *Т.М.Рачковская*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., **55**, 100, 1976.
11. *Т.М.Рачковская*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., **56**, 11, 1977.
12. *M.T.Karimie,* IBVS, 1594, 1979.
13. *R.A.Breinhorst, M.T.Karimie,* Publ.Astron.Soc.Pacif., **92**, 432, 1980.
14. *G.A.Bakos, J.Tremko*, J.Roy.Astron.Soc.Canada. **69**, 307, 1975.
15. *Hang Heng-rong, Chen Ya-feng, Zang Zhi-yun, Huang Lin, Guo Zi-he, Hao Jin-xin*, Acta Astron Sinica, **35**, 156, 1994.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.337.6:524.45

ОБ ОДНОЙ НОВОЙ ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В СКОПЛЕНИИ ПЛЕЯД

О.С.ЧАВУШЯН, А.В.ОСКАНЯН, Г.А.БРУТЯН

Поступила 10 февраля 1999
Принята к печати 10 мая 1999

Исследование плоского распределения вспыхивающих звезд в Плеядах привело к обнаружению провала в их поверхностной плотности на расстоянии 3.2 пк от центра скопления. Та же особенность выявлена и в пространственном распределении этих звезд.

1. Бедность звездного населения открытых звездных скоплений, как известно, затрудняет получение точного определения оценок распределения звезд в них. Несмотря на это, указанную задачу можно достаточно уверенно решить в случае скопления Плеяд, в котором обнаружено более чем 500 вспыхивающих звезд, подавляющее большинство которых являются реальными членами скопления [1].

Исследовано радиальное распределение вспыхивающих звезд в скоплении Плеяд, при предположении их сферически-симметричного распределения относительно центра скопления. В качестве центра скопления выбрана Альциона. Для достижения однородности выборки в статистике использованы только звезды, вошедшие в список Г. Аро и др. [1]. Из указанного списка нами исключены те звезды, у которых зарегистрирована только одна вспышка с амплитудой меньшей 0.6 звездной величины, и звезды с низкой вероятностью членства скопления, согласно Б. Джонсу [2]. Применение указанных критериев привело к тому, что в редуцированном списке осталось 440 звезд.

2. Для редуцированной выборки построена монотонно возрастающая функция количества звезд - $N(r)$, от расстояния до центра скопления. Она представляет число звезд, расстояния которых от центра скопления в проекции на небесную сферу не превышают заданную величину r. При вычислении расстояний r для каждой из звезд использовано общепринятое расстояние скопления Плеяд от Солнца, 125 пк. Функция $N(r)$ интересна тем, что при предположении сферически-симметричного распределения звезд, она легко выражается через функцию поверхностной плотности $s(r)$, представляющей число звезд на элементарной площади небесной сферы, с расстоянием до центра скопления, равным r.

$$N(r) = 2\pi \int_0^r s(x)\, x dx\,.$$

Следовательно,

$$s(r) = \frac{N'(r)}{2\pi r}\,. \qquad (1)$$

Из этого выражения следует, что поведение функции $N(r)$ указывает на особенности распределения поверхностной плотности звезд. На рис.1 бросается в глаза ощутимое замедление скорости роста кривой $N(r)$ для

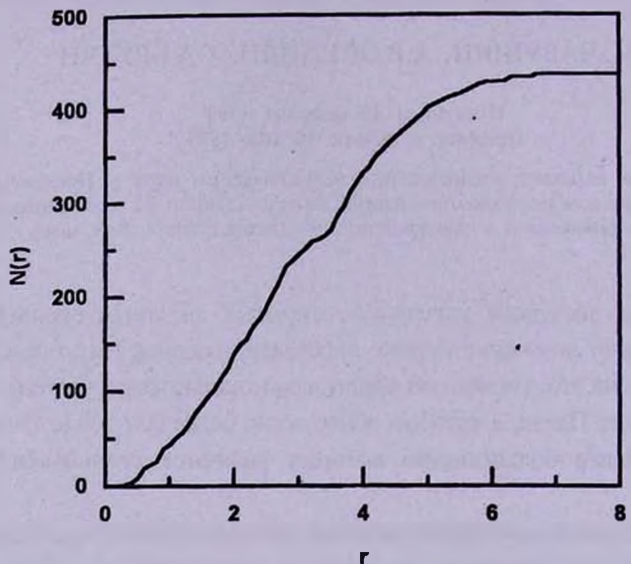

Рис.1. Зависимость полного числа вспыхивающих звезд от расстояния r до центра скопления.

скопления Плеяд, начиная с расстояния 2.8пк от центра скопления, с последующим восстановлением ее на расстоянии 3.2 пк.

Для подробного исследования указанной особенности подсчитаны значения функции $s(r)$. Для этого числа звезд, попадающих в кольца с шириной 0.3 пк, разделены на площади этих же колец. При этом границы колец смещались с шагом 0.01 пк. За среднее расстояние звезд кольца от центра скопления принималось то значение r, которое разделяет данное кольцо на две равные друг другу площади. Результаты подсчетов приведены на рис.2.

На рис. 2 жирной линией приведена кривая функции $s(r)$, вычисленная по формуле (1). Для этого, методом наименьших квадратов, определено аналитическое представление эмпирической функции $N(r)$ (рис. 1). Примечателен хорошо выраженный провал поверхностной плотности звезд на расстояниях 2.8 - 3.8 пк от центра скопления. Этот провал вряд ли обусловлен статистическими флуктуациями. Следует отметить, что эта же особенность четко выражена и в случае зависимости пространственной

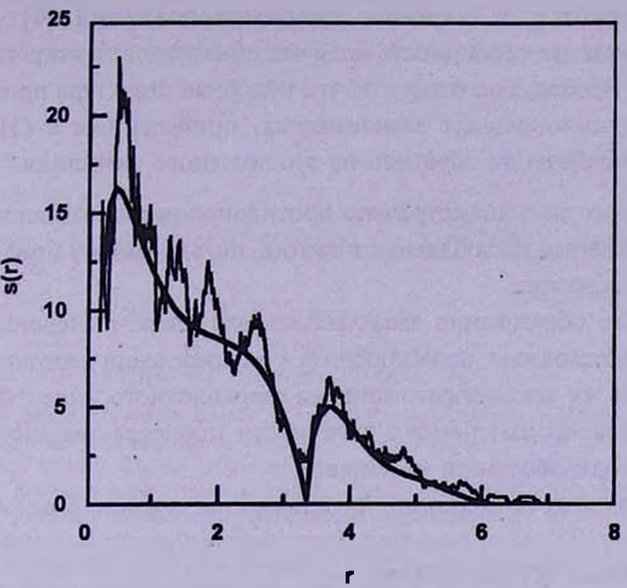

Рис. 2. Зависимость поверхностной плотности вспыхивающих звезд от расстояния r до центра скопления.

плотности от расстояния, построенной методом, предложенным В. А. Амбарцумяном [3].

Подобная особенность наблюдается и в случае зависимости средней видимой звездной величины вспыхивающих звезд от расстояния до центра скопления (рис.3). Такие особенности распределения звезд были обнаружены

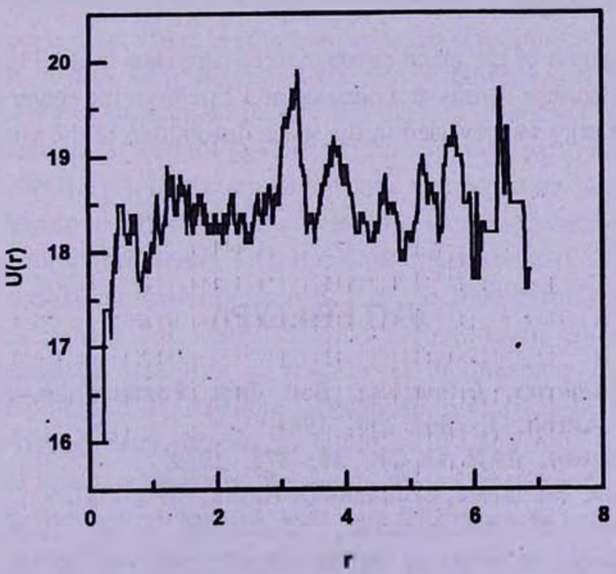

Рис. 3. Зависимость средней видимой звездной величины в U-лучах от расстояния r до центра скопления.

только у некоторых шаровых звездных скоплений [4]. Настоящим исследованием эта особенность впервые обнаружена у открытых звездных скоплений. Необходимо отметить, что подобная структура просматривается также в функциональных зависимостях, приведенных в [5], но авторы цитируемой работы не обратили на это должного внимания.

3. В рамках двух диаметрально противоположных взглядов на процесс звездообразования наблюдаемое явление, по-видимому, можно объяснить следующим образом:

- в случае образования звезд коллапсом газово-пылевого облака, оно может быть обусловлено особенностями в распределении первичного вещества;
- в случае же звездообразования из сверхплотного вещества, оно может быть обусловлено изменением активности процесса звездообразования в разные периоды эволюции скопления.

Второе из этих объяснений представляется авторам более вероятным.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

ABOUT A NEW PECULIARITY OF DISTRIBUTION OF FLARE STARS IN THE PLEIADES CLUSTER

H.S.CHAVUSHIAN, G.H.BROUTIAN, A.V.OSKANIAN

The investigation of the plane distribution of flare stars in the Pleiades revealed a failure of their surface density at a distance of 3.2 pc from the center of the cluster. The same peculiarity was revealed in the space distribution of the same stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.Haro, E.Chavira, G.Gonzalez*, Boll. Inst. Tonantzintla, 3, 3, 1982.
2. *B.F.Jones*, Astron. J., **86**, 290, 1981.
3. *В.А.Амбарцумян*, ДАН СССР, **24**, 875, 1939.
4. *П.Н.Холопов*, Звездные скопления, Наука, М., 1981.
5. *Л.В.Мирзоян, М.А.Мнацаканян, Г.Б.Оганян*, в сб.: "Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига-Аро", под ред. Л. В. Мирзояна, Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1980, с. 113.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.33

КЛАССИФИКАЦИЯ КРИВЫХ БЛЕСКА МИРИД

Н.Д.МЕЛИКЯН

Поступила 18 мая 1999
Принята к печати 30 июня 1999

На основе анализа кривых блеска 223 долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита, зарегистрированных с помощью космического телескопа HIPPARCOS, показано, что все кривые блеска этих звезд по внешней форме можно разделить на две группы: звезды, показывающие простые кривые блеска синусоидальной формы, и звезды со сложными кривыми блеска, с горбовидными образованиями на восходящей ветви кривой. Некоторые наблюдательные параметры исследуемых звезд проявляют тенденцию группирования к группам звезд со сложными и простыми кривыми блеска. Звезды со сложными кривыми блеска обладают большими периодами, по абсолютной болометрической звездной величине они ярче и вероятность обнаружения у них поляризации света больше.

1. *Введение.* Долгопериодические переменные звезды являются одними из самых многочисленных среди переменных звезд в Галактике. Еще в начале века в Гарвардский каталог долгопериодических переменных звезд было включено 1760 объектов, 1040 из которых обладали периодами, превышающими 100 суток [1]. В настоящее время из приблизительно 28000 известных переменных звезд, приведенных в Общем Каталоге Переменных Звезд (ОКПЗ), около 5800 являются долгопериодическими переменными [2]. Такое обилие указывает на то, что эти звезды являются очень важным звеном в эволюционной цепи красных гигантов и сверхгигантов.

Согласно ОКПЗ [2], долгопериодические переменные звезды обладают следующими характеристиками; одновременное наличие эмиссионных линий водорода и полос поглощения TiO, поздний спектральный класс типа Me, Ce, и Se и периоды изменения блеска от 80 до 1000 суток с амплитудами в V лучах от $2^m.5$ до $11^m.0$. Они являются источниками инфракрасного и радио излучений. Изменения в этих лучах происходят с близкими к оптическим периодами, но намного меньшими амплитудами. Наблюдаемая непрерывная потеря масс от этих звезд (10^{-8} - 10^{-5} $M_{\odot}$/год) свидетельствует об их большом вкладе в образование газопылевого компонента межзвездной среды. Обладая большими светимостями, они наблюдаются на очень больших расстояниях, благодаря чему их исследование помогает не только в изучении структуры нашей Галактики, но и соседних галактик. Они являются также хорошими индикаторами в определении расстояний до последних.

Кривые блеска мирид, вместе с периодом, спектром и амплитудой, являются одними из основных наблюдаемых характеристик. Они весьма разнообразны: от чисто синусоидальной формы до очень сложной структуры, часто с "горбом" на восходящей или нисходящей ветвях кривой блеска, а иногда со вторичным максимумом. Форма кривой блеска характеризуется также величиной f, которая является отношением времени возгорания и полного периода. Эта величина у мирид изменяется в пределах от 0.3 до 0.55. Изучение кривых блеска мирид в последние годы позволило обнаружить и другие детали, так называемые быстрые изменения блеска, встречающиеся в основном вблизи их минимума [3-7]. Такие изменения зарегистрированы у многих мирид с продолжительностью от нескольких часов до одного месяца и с амплитудами до $1^m.11$. Они появляются случайно и не являются характерной частью кривой блеска.

Изучением кривых блеска мирид занимаются давно. Долгое время при этом рассматривались в основном усредненные по многим циклам визуальные и фотографические кривые блеска. Такие исследования не дали существенных результатов, так как некоторые параметры у некоторых мирид иногда изменяются даже от цикла к циклу. Еще в 1955г. было показано, что существует связь между периодом и формой кривой блеска мирид [8]. Обнаружено, что существует корреляция между периодом и инфракрасным избытком, существующим благодаря наличию околозвездной пылевой оболочки [9,10].

Детальное рассмотрение кривых блеска мирид показало, что их форма является совокупным результатом многих наблюдательных параметров. В настоящей работе на основе довольно богатого и однородного наблюдательного материала, полученного Гиппаркосом, сделана попытка классифицировать кривые блеска долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита по их внешней форме. Рассматриваемые мириды по форме кривых блеска были разделены на две характерные группы. Рассматривалось поведение некоторых наблюдаемых параметров по отношению к отдельным группам. Показана, что рассматриваемые наблюдательные параметры в среднем зависят от формы кривой блеска.

2. *Наблюдательный материал.* При выполнении настоящей работы были использованы кривые изменения блеска мирид и другие наблюдательные данные, приведенные в основном в Главном Каталоге HIPPARCOS [11]. Фотометрическая система наблюдений HIPPARCOS охватывает довольно широкую полосу (3400-8900A), а максимальная чувствительность приемника находится на длине волны 4500A [12]. Для 118000 программных звезд, включенных в Каталог, были получены 13000000 фотометрических измерений в разные эпохи: для каждой звезды в среднем получено 110 измерений, на основе чего и построены кривые блеска.

Точность определения звездных величин достаточно высокая - $0^m.012$ для звезд с $V < 9^m.0$, а для звезд предельной яркости точность достигает величины $0^m.06$[12]. Отметим, что такая точность позволяет достаточно уверенно выявить характерные детали на кривой изменения блеска, так, например, были обнаружены быстрые изменения в минимуме блеска с амплитудами порядка $0^m.2$ [7].

В каталоге [11] приводятся кривые изменения блеска для большого числа долгопериодических переменных звезд. Исследование этих кривых позволяет обнаружить слабые детали, намного превышающие ошибки измерений. Многие из них являются быстрыми изменениями блеска, которые существенно не меняют общую форму кривых и встречаются в основном вблизи минимума этих звезд. Иногда встречаются слабые колебания блеска на отдельных участках кривых, которые так же, как и быстрые изменения не меняют общую форму кривой блеска и не имеют периодического характера [3-7]: появление выщеупомянутых деталей весгда имеет случайный характер.

Для выполнения настоящей работы все наблюдаемые детали, появление которых на кривых блеска исследованных долгопериодических переменных звезд имело только случайный характер, не были учетны при классификации кривых блеска. При классификации были выбраны только реальные изменения блеска периодичекого характера.

3. *Классификация кривых блеска.* В каталоге HIPPARCOS [11] для большого числа переменных звезд приводятся зарегистрированные кривые блеска. Среди них также представлено большое количество кривых неправильных, полуправильных и периодических переменных. Для классификации кривых блеска мы выбрали только звезды, показавшие периодические изменения, и для усиления однородности нашей выборки исследованию подверглись кривые блеска звезд только с указанием типа переменности- *M*. Таких в каталоге HIPPARCOS оказалось 223.

С первого взгляда все кривые кажутся одинаковыми. Детальный анализ кривых, с учетом и слабых изменений блеска, превышающих величину 3σ [12], приводит к выводу, что не существует двух совершенно одинаковых кривых. Но, как было сказано выше, отдельные детали, не имеющие периодического характера, не были учтены, но даже их учет не искажает общей формы кривой блеска. Рассмотрение всех 223 кривых блеска показало, что по внешней форме их можно четко разделить на две группы:

1. Кривые блеска, имеющие гладкий подъем и такой же спад яркости, другими словами, кривые блеска "простой", синусоидальной формы.

2. Кривые блеска, показавшие "горбообразное" повышение яркости на восходящей ветви кривой блеска - кривые сложной формы.

В первой группе оказалась 141 звезда, а во второй 82 звезды. Для

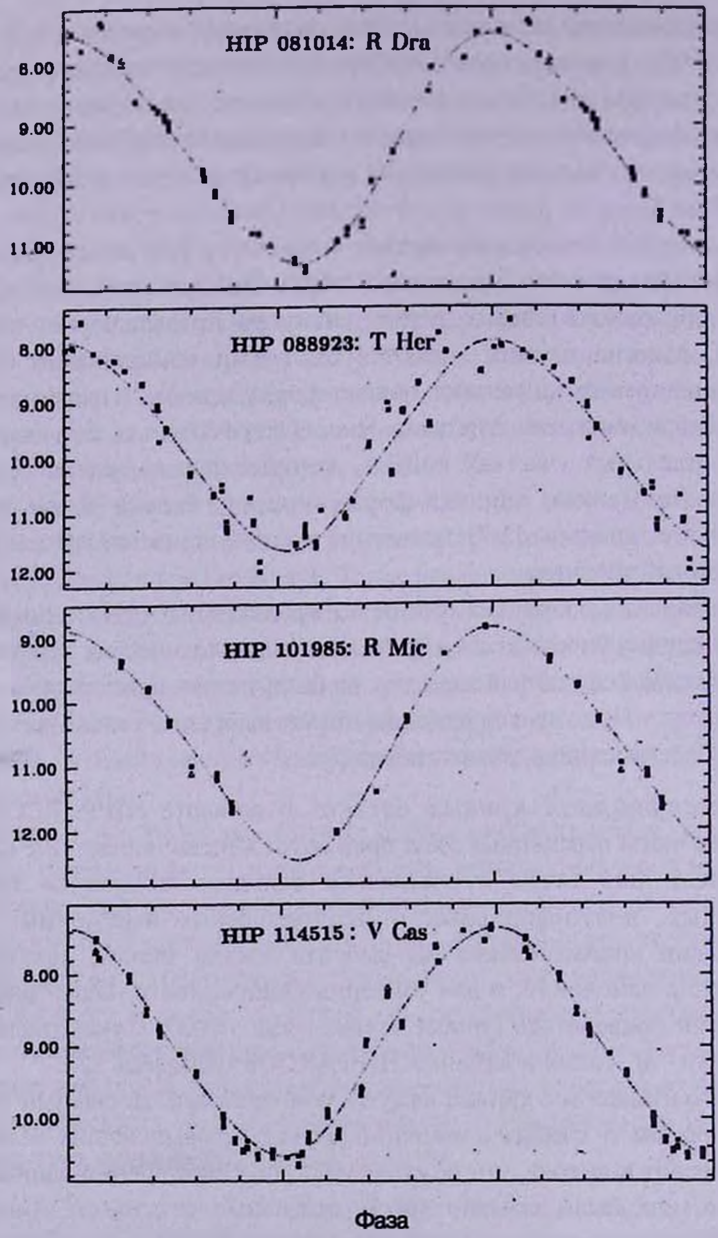

Рис.1. Простые кривые блеска мирид.

иллюстрации на рис.1 приводятся кривые блеска звезд R Dra, T Her, R Mic и V Cas, имеющие простую форму, а на рис.2 сложные кривые блеска звезд R Aur, RU Her, T Cep и R Cas. Отметим, что все представленные кривые блеска на рис. 1 и 2 заимствованы из каталога HIPPARCOS [11]. Отметим, что такое разделение мирид по внешней форме

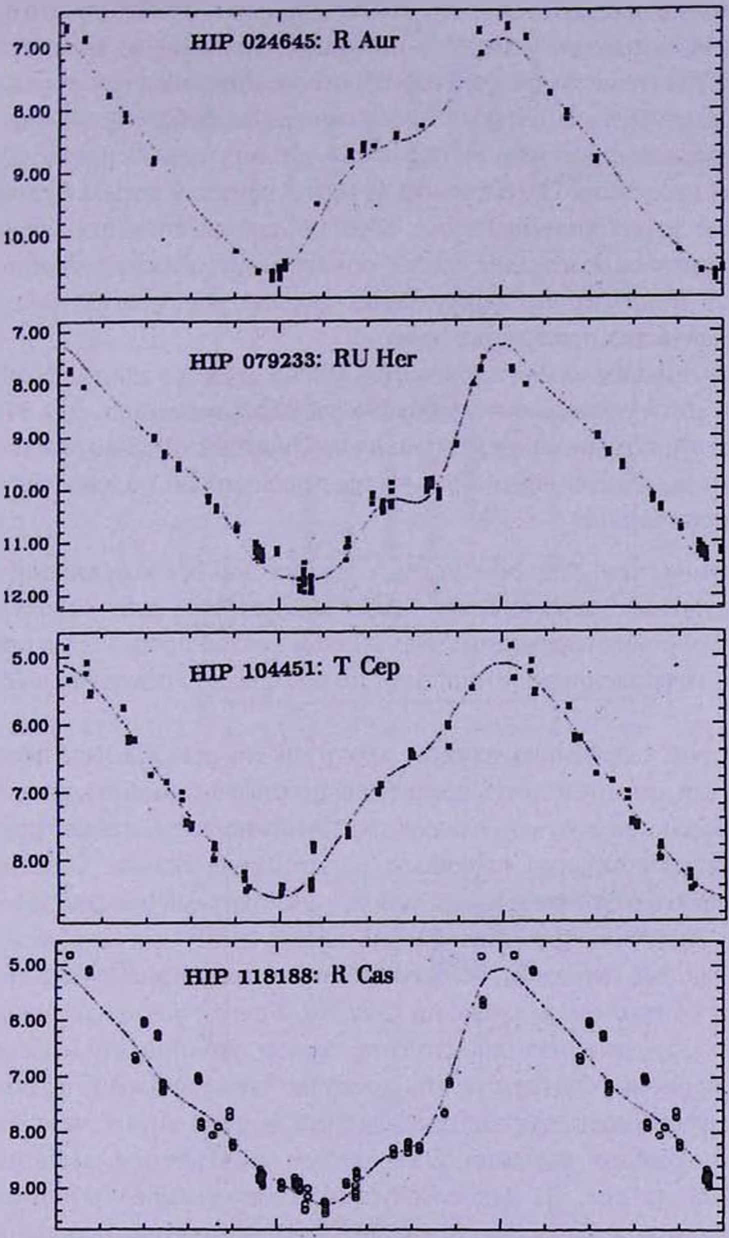

Рис.2. Сложные кривые блеска мирид.

кривой блеска, с учетом наличия или отсутствия вторичного максимума (горба) на восходящей ветви кривой, делается впервые.

На рисунках хорошо видно, что в случае простых кривых мы имеем дело с кривыми блеска почти синусоидальной формы, а сложные кривые напоминают суперпозицию двух разных по интенсивности и продолжительности кривых. Можно предположить, что вблизи минимума блеска, точнее в самом начале подъема яркости у звезд со сложными кривыми во внешних слоях атмосферы имеют место физические процессы, приводящие к образованию "горба". Следовательно, звезды с простыми кривыми блеска должны отличаться от звезд со сложными кривыми именно отсутствием предполагаемых физических процессов. Такое отличие не может привести только к различным по внешней форме кривым блеска. Наличие дополнительных физических процессов в период возгорания блеска, по-видимому, должно привести также к отличию и других наблюдательных параметров у этих двух групп долгопериодических переменных звезд.

Для большинства из 223 исследуемых мирид имеются данные о спектрах, периодах и абсолютных болометрических звездных величинах. Для 34 мирид имеются результаты поляриметрических наблюдений. Рассмотрим вопрос о проявлении указанных параметров у двух разных групп по внешней форме кривой блеска мирид.

4. *Отношение период-спектр.* До сих пор все корреляции между наблюдательными параметрами были рассмотрены для совокупности долгопериодических переменных звезд. Такой подход почти всегда приводит к хорошим качественным результатам, но обязательно содержит и большие разбросы.

Рассмотрим корреляцию период - спектр как для всех 223 звезд вместе, так и отдельно для двух групп звезд, показавших простые и сложные кривые блеска. При этом рассмотрим эту корреляцию только для тех звезд, для которых точно определены спектральные подклассы в максимуме блеска. Отметим, что приблизительно для 10% звезд нашей выборки спектральный подкласс неизвестен.

На рис. 3a-3c приводится отношение период-спектр для всех звезд нашей выборки (рис.3a), для звезд, показавших простые кривые блеска (рис.3b), и для звезд со сложными кривыми (рис.3c). Как хорошо видно на рис.3a, существует определенная зависимость между указанными величинами: большие периоды соответствуют поздним спектральным подклассам. Указанная зависимость для долгопериодических переменных звезд известна давно и подробно изучена. Она точное повторение зависимости, приведенной на рис. 3a для совокупности звезд нашей выборки. При расмотрении этой же зависимости уже для звезд, показавших простые кривые блеска (рис.3b), видно, что такая зависимость (см. рис.3a) остается, но разбросы уменьшаются. На рис.3c, как было сказано выше, зависимость период-спектр приводится только для звезд со сложными кривыми блеска. Как хорошо видно на рисунке, всего 3 звезды имеют спектральный подкласс ранее M3. И если не обращать внимания на эти три звезды, и даже с их учетом, корреляция, которая хорошо прослеживается на рис. 3a и 3b, на рис.3c уже исчезает. Можно сказать, что корреляция период-спектр для

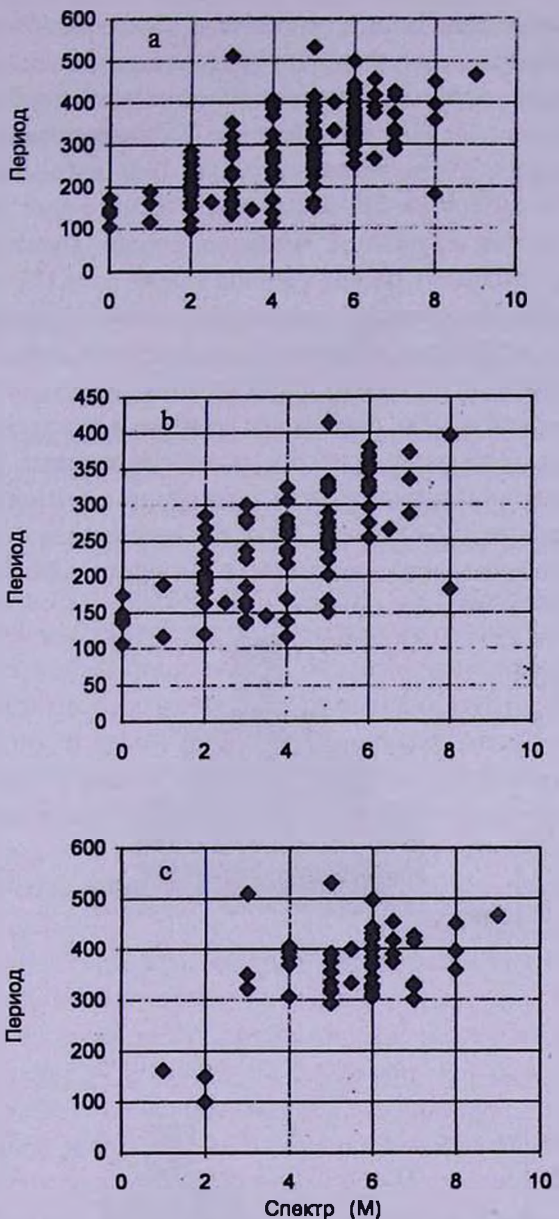

Рис.3. Отношение период-спектр.

мирид со сложными кривыми блеска или не существует или очень слабая.

Таким образом, получается, что на диаграмме период-спектр звезды, показывающие простые и сложные кривые блеска, разделяются на две группы. Звезды со сложными кривыми, в среднем, обладают большими периодами и более поздним спектральным подклассом.

5. *Распределение периодов.* Выше было показано, что долгопериодические переменные звезды, показавшие сложные кривые блеска, в среднем

обладают большими периодами и относятся к более поздним спектральным подклассам. Рассмотрим распределение периодов мирид нашей выборки.

Распределение периодов долгопериодических переменных звезд неоднократно было подробно исследовано. Периоды мирид, приведенных в ОКПЗ, находятся в интервале от 80 до 1000 суток, с максимумом распределения в интервале 250-350 суток. Рассмотрение распределений периодов для любой случайной выборки мирид должно привести к распределению, подобному распределению мирид в ОКПЗ.

Несмотря на то, что периоды исследуемых нами 223 мирид находятся в интервале от 100 до 550 суток, максимум распределения, как и в случае звезд в ОКПЗ, находится в интервале 250-350 суток. Рассмотрение отдельно распределений периодов звезд, показавшие сложные и простые кривые блеска, показывает разные результаты, отличные от вышеупомянутых. Так, например, максимум распределения периодов звезд, показавших сложные кривые блеска, находится в интервале 350-400 суток, тогда как распределение периодов звезд с простыми кривыми имеет максимум в интервале 250-300 суток. Эти

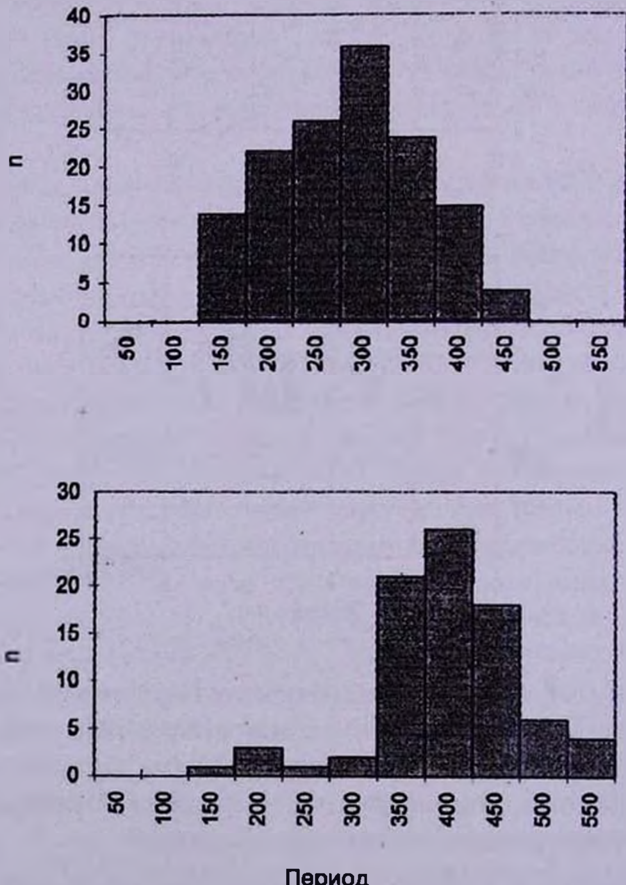

Рис.4. Распределение периодов мирид с простыми (a) и сложными (b) кривыми блеска.

распределения соответственно для 82 и 141 звезды показаны на рис. 4a и 4b. Как хорошо видно на рис.4, максимумы распределения периодов звезд двух отдельных групп сильно смещены друг от друга. Можно рассмотреть также среднюю величину периодов для отдельных групп, усредненную по всем звездам в группе. В этом случае для звезд, показавших сложные кривые, получается

$$P_{ср}=369 \text{ суток}, \ n=82,$$

а для звезд с простыми кривыми

$$P_{ср}=248 \text{ суток}, \ n=141.$$

Таким образом, и по максимумам распределения периодов, и по их средним значениям две группы звезд сильно отличаются. Как и в случае рассмотрения отношения период-спектр, получается, что мириды со сложными кривыми блеска обладают большими периодами. Можно заключить, что долгопериодические переменные звезды, обладающие большими периодами, с большей вероятностью показывают сложные кривые блеска, а меньшие периоды соответствуют простым кривым.

6. *Абсолютные болометрические звездные величины.* Как уже было сказано выше, долгопериодические переменные звезды типа Миры Кита обладают большими светимостями, благодаря чему они наблюдаются даже в соседних галактиках и являются хорошими индикаторами при определении расстояний до них. В нашей Галактике они наблюдаются на очень больших расстояниях, в том числе и в центре Галактики, и определенным образом способствуют изучению ее структуры. Их абсолютные болометрические звездные величины находятся в довольно узком интервале. Рассмотрим поведение абсолютных болометрических звездных величин для этих двух групп звезд.

В работе Алвареса и Меннессие [13] приводятся абсолютные болометрические звездные величины для 165 долгопериодических переменных звезд. 72 звезды из нашей выборки попадают в число звезд с измеренными болометрическими звездными величинами, при том 24 звезды, показавшие сложные кривые, и 48 звезд с простыми кривыми. Абсолютные болометрические звездные величины этих 72 звезд, так же, как и для всех 165 мирид в указанной работе [13], находятся в интервале $M_{bol}=-3^m.1$ - $-4^m.3$. На рис.5 приводятся распределения абсолютных болометрических звездных величин для всех 72 звезд (рис.5a), для 48 звезд с простыми кривыми блеска (рис.5b) и для 24 звезд, показавших сложные кривые (рис.5c). Как видно на рис.5, максимумы распределений для звезд с простыми и сложными кривыми блеска значительно смещены друг от друга. Хорошо видно, что звезды со сложными кривыми блеска по абсолютной болометрической звездной величине в среднем ярче звезд с простыми кривыми блеска. Средняя абсолютная болометрическая звездная величина мирид с простыми кривыми блеска равна

$$M_{bol} = -3^m.57, \qquad n = 48,$$

а для звезд со сложными кривыми

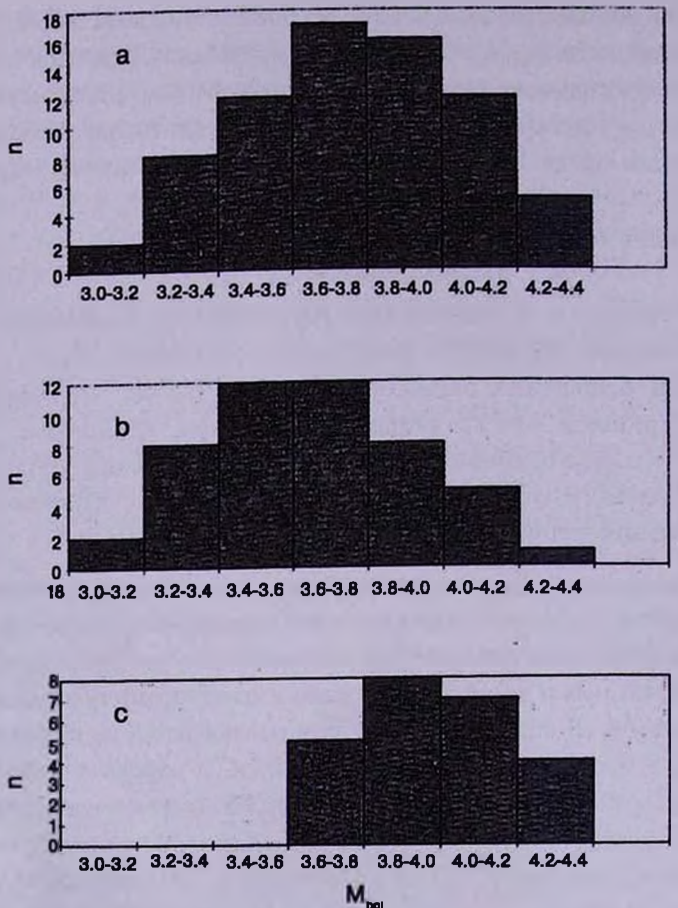

Рис.5. Распределение абсолютных болометрических звездных величин мирид.

$$M_{\mathrm{bol}} = -3^m.92, \qquad n = 24\,.$$

Отметим, что среднеквадратичные отклонения от средних значений болометрических звездных величин для разделенных на две группы мирид небольшие и не сильно отличаются друг от друга:

$$\sigma_{(n=24)} = \pm 0^m.20; \qquad \sigma_{(n=48)} = \pm 0^m.24.$$

С первого взгляда кажется, что такая разница в средних величинах ($0^m.35$) незначительна. Но нужно иметь в виду, что весь интервал, охватываемый абсолютными болометрическими звездными величинами, всех 72 звезд всего лишь $1^m.2$. Следовательно, в данном случае разница указанных величин на $0^m.35$ довольно большая.

Таким образом получается, что средние абсолютные болометрические звездные величины мирид, показавших сложные кривые блеска, превосходят эту величину для звезд с простыми кривыми блеска. Другими словами, можно сказать, что абсолютные болометрические звездные величины долгопериодических переменных звезд в нашей выборке также показывают тенденцию группирования к отдельным группам мирид, разделенных по внешней форме кривых блеска. Конечно, как видно на рис.4, из 48 звезд, показавших простые кривые блеска, 5 обладают абсолютными величинами, превосходящими $-4^m.0$. Это звезды RT Cyg, W Lyr, U Ori, R Peg и S Vir. По-видимому, эти звезды по каким-то наблюдательным параметрам отличаются от других звезд своей группы. Отметим, например, что звезда RT Cyg показывает сильные изменения степени поляризации света в течение 2-3 суток, помимо цикличных изменений поляризации света, коррелирующих с периодическими изменениями блеска звезды [14,15].

7. *Поляриметрические наблюдения.* За последние несколько лет в Бюраканской астрофизической обсерватории проводятся поляриметрические наблюдения 34 мирид средней яркости. Из 34 программных звезд у 15 зарегистрирована поляризация света [14]. Показано, что во всех случаях зарегистрированная поляризация света имеет звездный характер. 29 звезд из программных 34 попадают в группу звезд, кривые блеска которых рассматриваются в настоящей работе, и, естественно, кривые этих звезд также были классифицированы. В результате 14 из них обладают сложными, а 15 - простыми кривыми блеска.

Из 14 мирид со сложными кривыми блеска, поляризация света зарегистрирована у 7, а из 15 звезд с простыми кривыми блеска - только у 3. Отметим, что у всех звезд степень поляризации света изменяется с фазой изменения яркости звезды, и все эти звезды наблюдаются довольно длительное время.

Таким образом, получается, что поляризация света у мирид со сложными кривыми блеска наблюдается у 50%, а у мирид с простыми кривыми - у 20%. Следовательно, можно предположить, что по способности показать поляризацию света мириды, по всей вероятности, также разделяются на две группы: вероятность регистрации поляризации света у мирид со сложными кривыми блеска, по крайней мере, вдвое больше, чем у мирид с простыми кривыми.

Отметим, что одной из трех звезд с простыми кривыми блеска, показавшей поляризацию света, является звезда RT Cyg. Уже второй раз она проявляет себя как исключение. Она обладает высокой абсолютной болометрической звездной величиной [13] и высокой степенью поляризации света [14], имея сравнительно короткий период изменения яркости ($189^d.7$) и простую кривую блеска. В дальнейшем на такие исключения следует обратить особое внимание.

8. *Обсуждение результатов.* В настоящей работе была сделана попытка классификации мирид по форме их кривых блеска. Было рассмотрено поведение некоторых наблюдательных параметров отдельных групп долгопериодических звезд. Попытка указанной классификации привела к следующим результатам.

а. Мириды по форме кривых изменения блеска четко разделяются на две группы: звезды с *простыми* и со *сложными* кривыми. Первая группа звезд обладает кривыми блеска почти синусоидальной формы. Для этой группы звезд характерны кривые с гладким подъемом и с таким же спадом блеска. Большинство мирид обладает *простыми* кривыми блеска. Для кривых блеска звезд второй группы характерно наличие "горба" на восходящей ветви кривой блеска. Эти образования имеют разные амплитуды.

б. На диаграмме период-спектр указанные две группы звезд ведут себя по-разному. Если для звезд с простыми кривыми четко прослеживается зависимость между периодом и спектром, то для второй группы звезд эта зависимость почти не замечается.

в. Рассмотрение распределения периодов этих звезд четко выявляет две отдельные по периодам группы. Притом, звездам, показавшим сложные кривые блеска, в среднем соответствуют большие амплитуды. Значения средних периодов для двух указанных групп звезд отличны друг от друга на величину 120 суток.

г. Отличие звезд с разными кривыми блеска проявляется также в распределениях абсолютных болометрических звездных величин: звезды со сложными кривыми блеска в среднем ярче звезд с простыми кривыми блеска.

д. Показано, что поляризация света с большей вероятностью наблюдается у звезд со сложными кривыми блеска.

Таким образом, звезды, показавшие сложные кривые блеска, отличаются от звезд другой группы не только по форме кривой, но и по другим параметрам. По-видимому, все перечисленные отличия обусловлены дополнительными физическими процессами, имеющими место на разных фазах подъема яркости у группы звезд со сложными кривыми блеска. Можно перечислить и другие наблюдательные основы для такого предположения. У многих мирид цвета $U-B$ в минимуме блеска принимают отрицательные значения [16]. Вблизи минимума у некоторых мирид наблюдаются быстрые изменения яркости с продолжительностью от нескольких часов до одного месяца [3-7]. Поляризация света у мирид показывает изменения периодического характера с максимумом на восходящей ветви кривой блеска [15].

Ни один из перечисленных выше результатов наблюдения не объясняется в рамках механизма пульсации. Одним из вероятных механизмов можно считать существование тесного голубого компонента. К сожалению, наблюдательные данные о двойственности мирид очень скудные. Тем не менее, есть свидетельство о наличии тесного голубого компонента, как, например, в случае долгопериодической переменной звезды R Aqr[17-20].

Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна, Армения

CLASSIFICATION OF THE LIGHT CURVES OF MIRAS

N.D.MELIKIAN

On the basis of the analysis of light curves of 223 Mira Ceti type long period variable stars registered by Hipparcos, it is shown, that all these stars by external shape of their light curves can be devided into two groups: stars, showing simple light curves of the sine wave form, and stars with complex light curves, with hump-shaped formations on the increasing branch of the curve. It is shown, that some observational parameters of the studied stars display the tendency of grouping to the groups of stars with complex and simple light curves. The stars with complex light curves have large periods, by absolute bolometric magnitudes they are brighter and for them the probability of detection of the light polarization is higher.

ЛИТЕРАТУРА

1. Harvard Ann., **79**, part 111, 161, 1928.
2. *П.Н.Холопов* и др., Общий Каталог Переменных Звезд, Наука, М., 1985.
3. *Н.Д.Меликян*, *С.Д.Якубов*, Астрофизика, **38**, 5, 1995.
4. *P.Maffei*, *G.Tosti*, Astron.J., **109**, 2652, 1995.
5. *C.Magnan*, *M.–O.Mennessier*, *N.D.Melikian*, *M.H.Eritsian*, *A.A.Karapetian*, IBVS, N4390, 1996.
6. *C.Magnan*, *M.–O.Mennessier*, *P.De.Laverny*, *N.D.Melikian*, *M.N.Eritsian*, *A.A.Karapetian*, IBVS, N4524, 1997.
7. *P. De Laverny*, *N.Geoffray*, *L.Jorda*, *M.Kopp*, Astron, Astrophys, **122**, 415, 1997.
8. *L.Cambell*, AAVSO, 1955.
9. *K.DeGioia–Eastwood*, *J.H.Hackwell*, *G.L.Grasdalen*, *R.D.Gehrz*, Astrophys. J., **245**, L75, 1981.
10. *M.Jura*, Astrophys. J., **303**, 327, 1986.
11. ESA, The Hipparcos Catalogue, Light Curves, v.12, ESA SP–1200, 1997.
12. ESA, The Hipparcos Catalogue, v.1, ESA SP–1200, 1997.
13. *R.Alvarez*, *M.–O.Mennessier*, Astron, Astrophys., **317**, 761, 1997.
14. *C.Magnan*, *N.D.Melikian*, *A.A.Karapetian*, Astrofizika, **42**, 341, 1999.
15. *Н.Д.Меликян*, Астрофизика, **39**, 541, 1996.
16. *E.Mendoza*, Bol. Observ Tonantzintla, **4**, 28, 114, 1967.
17. *R.J.Sopka*, *G.Herbig*, *M.Kafatos*, *A.G.Michalitsianos*, Astrophys. J., **258**, L35, 1982.
18. *J.M.Hollis*, *M.Kafatos*, *A.G.Michalitsianos*, *H.A.McAlister*, Astrophys. J.,

289, 765, 1985.
19. *M.R.Dechpande*, *U.C.Joshi*, *A.K.Kulshrestha*, *A.K.Sen*, Pub. Astron, Soc. Pacif., 99, 62, 1987.
20. *H.E.Schwarz*, *C.Aspin*, in: "Circumstellar Matter", IAU Symp. No.122, p.471, eds, J.Appenzeller, C.Jordan, 1986.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.337.6

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ЧАСТОТЫ ВСПЫШЕК ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

А.А.АКОПЯН
Поступила 23 июня 1999
Принята к печати 3 августа 1999

Рассмотрен вопрос о возможном изменении частоты вспышек вспыхивающих звезд.

1. *Введение*. Задача обнаружения изменения свойств стохастических сигналов и динамических систем возникла в конце 50-х годов и стала одним из быстро развивающихся направлений математической статистики.

Результаты, полученные в этой области математической статистики, используются в геофизике, сейсмологии, медицине, инженерии и т. д..

Мы же хотим обратить внимание на широкие возможности применения этих методов на всех этапах астрофизических исследований - при организации наблюдений, при первоначальной обработке наблюдательных данных, в частности, обработке спектров и прямых изображений, при интерпретации наблюдательных данных.

При интерпретации наблюдательных данных общий подход состоит в том, что исследуемая звезда/звездная система рассматривается как динамическая система, некоторые характеристики которой со временем изменяются. Характерные масштабы изменения свойств нормальных, устойчивых звезд очень большие, однако существует широкий класс звезд – переменные звезды, для которых некоторые основные характеристики меняются достаточно быстро.

К этому классу звезд относятся вспыхивающие звезды, у которых регулярно наблюдаются вспышки излучения. В настоящее время общепринятого объяснения причины вспышки нет. Очень важным шагом к пониманию механизма вспышки является установление характера распределения вспышек во времени.

Амбарцумян [1] предположил, что распределение вспышек подчиняется пуассоновскому распределению. Для вспыхивающих звезд окрестности Солнца это предположение было подтверждено в работах [2-3] применением известных статистических тестов. Одновременно неоднократно были высказаны подозрения (напр., [4,5]), что в некоторых случаях периоды вспышечной активности звезды чередуются с периодами относительного спокойствия, т.е. звезда как бы " переключается" с одной частоты вспышек на другую.

Косвенным аргументом в пользу реальности этих изменений является, во-первых, цикличный характер активности Солнца (некоторые ученые допускают общий механизм солнечных и звездных вспышек). Во-вторых, если исходить из общего рассуждения о том, что вспышка является механизмом избавления от избыточной внутризвездной энергии, то резонно предположить, что после очень мощной вспышки или ряда мощных вспышек может наступить период относительного спокойствия.

В данной работе предлагается способ обнаружения изменения частоты вспышек ν с помощью методов, разработанных в современной теории обнаружения изменения свойств сигналов и динамических систем (см. напр. [6]).

В настоящее время нет достаточных оснований отказаться от предположения о пуассоновском характере распределения вспышек. Поэтому в данной статье основное внимание уделяется более частному вопросу - является ли последовательность вспышек стационарным пуассоновским процессом или кусочно-стационарным пуассоновским процессом, при котором в отдельных кусках (интервалах) времени параметр пуассоновского рапределения (частота) имеет разные значения?

В общем случае можно отказаться от какого-либо предположения о временном распределении вспышек и использовать непараметрический подход. Кратко рассмотрены также возможности непараметрического подхода.

Во второй части работы мы будем следовать сборнику [6], адаптируя приведенные там методы к нашей задаче.

2. *Критерии определения изменения частоты вспышек. Параметрический подход.* Специфической особенностью астрономических наблюдений является то, что из-за смены дня и ночи и погодных условий невозможно получить длинный ряд непрерывных наземных наблюдений. Поэтому введем "условное время", состоящее из последовательно "склеенных" отрезков наблюдений.

Пусть t_i $(i = 1,2, \dots n)$ - моменты условного времени вспышек. Если мы подозреваем, что произошло изменение частоты вспышек, то мы должны сравнивать следующие статистические гипотезы:

1) Нулевая гипотеза отсутствия изменения H_0: последовательность вспышек имеет одинаковую пуассоновскую функцию распределения с параметром ν в течение всего времени наблюдений T $(T > t_n)$.

2) Гипотеза наличия изменения H_1: существует такой неизвестный момент изменения τ, что первые k_τ вспышек $(t_k \leq \tau < t_{k+1})$ имеют пуассоновскую функцию распределения с параметром ν_1, отличную от пуассоновской функции распределения с параметром ν_2 последующих $(n\text{-}k_\tau)$ вспышек.

Воспользуемся критерием отношения правдоподобия, который основывается на статистике

$$\Lambda = \sup_{\tau} \sup_{\nu_1} \sup_{\nu_2} \inf_{\nu} \ln L_{H_1/H_0}. \tag{1}$$

$\ln L_{H_1/H_0}$ - логарифм отношения правдоподобий:

$$\ln L_{H_1/H_0} = -n \ln\nu + \nu T + (n - k_\tau)\ln\nu_2 - \nu_2(T-\tau) + k_\tau \ln\nu - \nu_1 T. \tag{2}$$

Наличие изменения частоты устанавливается, если значение статистики критерия Λ превышает некую пороговую величину $c(\alpha)$, которой определяется уровень значимости α.

Максимизируя (2), получим оценки для ν, ν_1, ν_2

$$\hat{\nu} = \frac{n}{T}, \quad \hat{\nu}_1 = \frac{k_\tau}{\tau}, \quad \hat{\nu}_2 = \frac{n-k_\tau}{T-\tau}. \tag{3}$$

Подставляя оценки (3) вместо соответствующих величин в (2), из (1) получим статистику критерия отношения правдоподобия:

$$\Lambda = n \sup_{\tau} K\left(\frac{k_\tau}{n}, \frac{\tau}{T}\right), \tag{4}$$

где $K(p,r) = p\ln\frac{p}{r} + (1-p)\ln\frac{(1-p)}{(1-r)}$ - информационное расстояние Кульбака.

Статистика критерия отношения правдоподобия (4) ведет себя неустойчиво вблизи краев выборки, что приводит к необходимости взвешивания статистики. Наиболее удобной и теоретически обоснованной является весовая функция

$$\psi\left(\frac{k_\tau}{n}\right) = \frac{2k_\tau}{n}\left(1 - \frac{k_\tau}{n}\right). \tag{5}$$

Тогда

$$\Lambda 1 = \frac{2k_\tau}{n}\left(1 - \frac{k_\tau}{n}\right)\Lambda. \tag{6}$$

Другая статистика для пуассоновского процесса получена с помощью замены расстояния Кульбака в (4) расстоянием Колмогорова-Смирнова.

$$\Lambda 2 = n \sup\left(\frac{k_\tau}{n} - \frac{\tau}{T}\right). \tag{7}$$

Эта статистика является также нормированной разностью между оценками частот.

$$\frac{k_\tau}{n} - \frac{\tau}{T} = \frac{\tau(T-\tau)}{nT}\left(\frac{k_\tau}{\tau} - \frac{n-k_\tau}{T-\tau}\right). \tag{8}$$

Приведем также два полезных результата, полученных в рамках асимптотических теорий. Во-первых, для вычисления экспоненциального уровня значимости можно воспользоваться соотношением:

$$\lim_{n\to\infty}\frac{1}{n}\ln P_{H_0}\left\{\sup_{\tau} K\left(\frac{k_\tau}{k_T},\frac{\tau}{T}\right)\geq\alpha\middle|k_T=n\right\}=-\alpha, \tag{9}$$

где P_{H_0} - вероятность принятия гипотезы H_1 об изменении частоты вспышек, когда на самом деле истинна гипотеза H_0 - о постоянстве частоты.

Второй результат касается поведения оценок $\hat{\nu}_1$, $\hat{\nu}_2$ и $\hat{\tau}$. При τ и $(T-\tau)$ стремящихся к бесконечности, и при условии H_1 эти оценки максимального правдоподобия независимы, а $\hat{\nu}_1$, $\hat{\nu}_2$ асимптотически распределены так, что величины $\sqrt{\tau}(\hat{\nu}_1-\nu_1)$ и $\sqrt{T-\tau}(\hat{\nu}_2-\nu_2)$ имеют нормальное распределение с нулевым средним и с дисперсиями ν_1 и ν_2 соответственно. Распределение $\hat{\tau}$ имеет более специфический вид.

Непараметрический подход. В основе непараметрических методов лежит сравнение между функциями распределений некоторой статистики от первых k и последующих $(n-k)$ наблюдений. Наиболее распространенными являются критерии Колмогорова-Смирнова и Крамера-Мизеса.

Взвешенной статистикой Колмогорова-Смирнова является величина

$$\sqrt{n}\sup_k\sup_y\frac{k}{n}\left(1-\frac{k}{n}\right)\left|\hat{F}_k(y)-\hat{F}_{n-k}(y)\right|, \tag{10}$$

где $\hat{F}_k(y)$ и $\hat{F}_{n-k}(y)$ - функции распределения независимой, одинаково распределенной величины y при первых k и последующих $(n-k)$ наблюдений.

Статистикой критерия Крамера-Мозеса является

$$\sum_{k=1}^{n-1}\left[\frac{k}{n}\left(1-\frac{k}{n}\right)\right]^2\int_{-\infty}^{\infty}\left[\hat{F}_k(y)-\hat{F}_{n-k}(y)\right]^2 dy. \tag{11}$$

В качестве величины y в нашей задаче может служить интервал между двумя последовательными вспышками, который при пуассоновском процессе имеет экспоненциальное распределение (как и интервал между началом наблюдений и первой вспышкой).

Как видно, критерий Колмогорова-Смирнова является более простым и удобным для вычислений.

3. ***Численное моделирование.*** Выше было отмечено, что изменение частоты устанавливается, если значение статистики критерия Λ ($\Lambda 1$, $\Lambda 2$) превышает некую пороговую величину $c(\alpha)$, которой определяется уровень значимости α. Для определения зависимости пороговой величины от уровня значимости, при характерных для нашей задачи объемах выборки ($n=30$ и $n=60$), были проведены численные эксперименты (моделирование) в количестве $N=260$ (при $n=30$) и $N=275$ ($n=60$).

Полученные зависимости для статистик Λ, $\Lambda 1$, $\Lambda 2$ приведены на рис.1. Они могут быть использованы и для более длинных рядов вспышек, если их обработать отдельными кусками длиной $n=30$ или $n=60$. Такой способ обработки может стать необходимым при подозрении, что изменения частоты

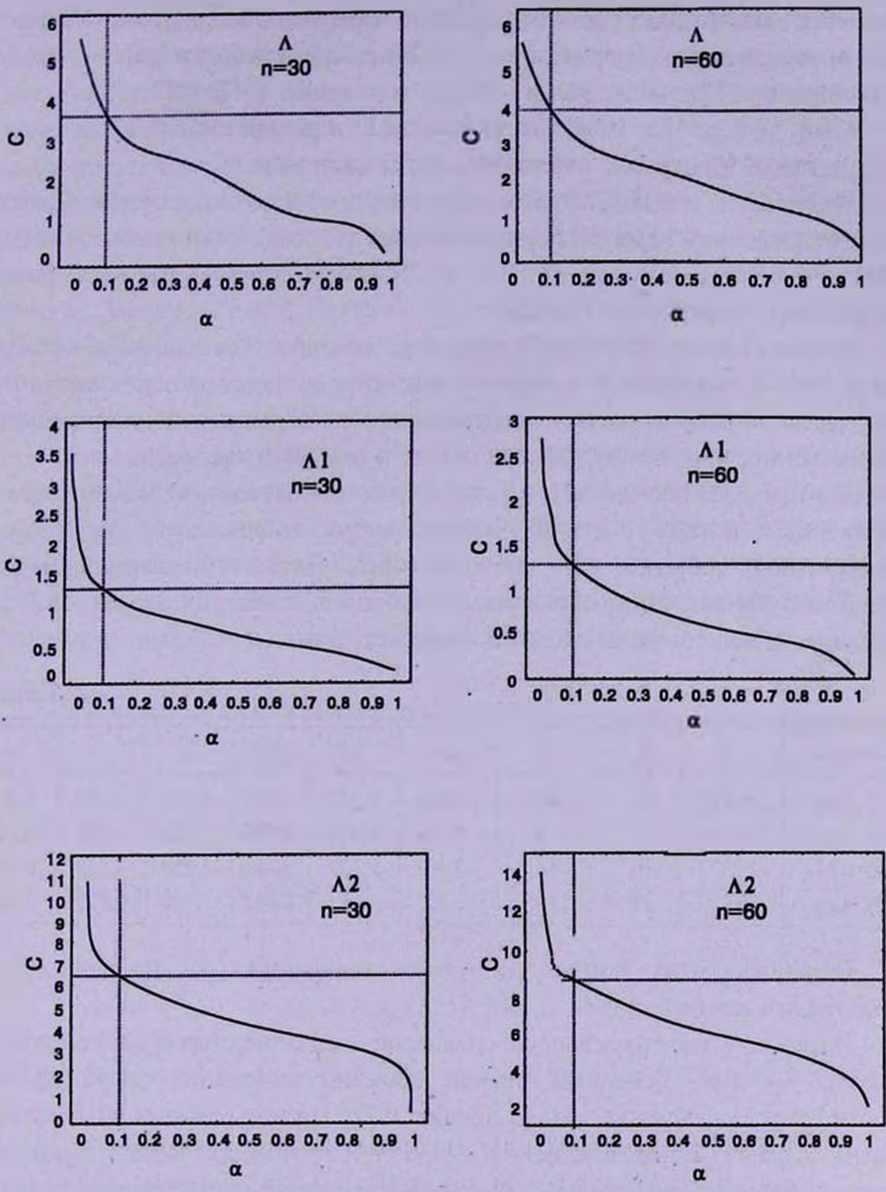

Рис.1. Зависимости пороговой величины C от уровня значимости α для статистик Λ, Λ1, Λ2. Штрихованными линиями обозначены уровень значимости 0.1 и соответствующие значения пороговых величин.

происходят достаточно часто.

4. *Анализ данных реальных вспыхивающих звезд.* К настоящему времени накоплен достаточно богатый наблюдательный материал относительно вспыхивающих звезд окрестности Солнца, пригодный для применения приведенного метода. В качестве первого шага мы решили

использовать его для обработки хорошо известных наблюдений Моффета [7], проведенных в обсерватории МакДональд с помощью рефлекторов с диаметрами 272-, 208-, 91- и 76-см, в течение 1971-1972гг.

Наш выбор был обусловлен высокой однородностью и качеством полученного Моффетом наблюдательного материала.

Всего было наблюдено 13 вспыхивающих звезд окрестности Солнца. Для поставленной нами задачи пригодными для обработки являются четыре звезды - EQ Peg, UV Cet, YZ CMi и CN Leo. Для остальных девяти звезд статистика недостаточно богатая.

В своей работе Моффет [7] различает вспышку и вспышечное событие (flare event), определяя последнее как группу вспышечных явлений в интервале, в котором звезда не возвращается на нормальный уровень блеска. Естественно, что при обработке мы учли это обстоятельство.

Данные, взятые из [7] относительно использованных нами звезд, приводятся в табл.1, где T - общее время наблюдений, N_{fev} - число вспышечных событий, N_f - число вспышек. Там же, в пятом и шестом столбцах приводятся вычисленные значения статистик Λ, $\Lambda 1$, $\Lambda 2$ для вспышек и вспышечных событий соответственно.

Таблица 1

Звезда	T	N_{fev}	N_f	Λ	$\Lambda 1$	$\Lambda 2$	Λ	$\Lambda 1$	$\Lambda 2$
EQ Peg	76.087	31	58	0.841	0.322	2.822	2.335	1.000	8.051
UV Cet	68.856	71	114	4.211	0.955	8.920	7.506	2.495	19.223
YZ CMi	55.372	36	64	0.282	0.137	2.168	1.157	0.558	6.066
CN Leo	32.236	59	112	3.333	1.011	8.915	1.303	0.511	7.804

Обработка этих данных на уровне значимости 0.1 привела нас к следующим заключениям.

Изменение частоты вспышек с большой достоверностью обнаруживается у звезды UV Cet. Условный момент времени изменения $\tau = 42.749$, что соответствует календарной дате 11 октября 1972г. Частота вспышек до изменения равна 2.105 ч$^{-1}$, после изменения - 0.919ч$^{-1}$. У этой же звезды изменение частоты вспышечных событий обнаруживается двумя статистиками (Λ, $\Lambda 2$) из трех. При этом, если момент изменения, определенный с помощью статистики $\Lambda 2$, совпадает с моментом изменения частоты вспышек, то момент изменения, определенный с помощью статистики Λ, немножко отличается.

Можно заподозрить также изменение частоты вспышек у звезды CN Leo. На это указывает лишь одна из трех статистик.

У остальных звезд значимое изменение частоты вспышек или вспышечных событий не обнаруживается.

5. *Заключение.* Применение методов, разработанных для обнаружения изменения свойств динамических систем к астрофизическим задачам, может привести к существенно новым результатам. В данной работе мы попытались применить их для обнаружения возможного изменения частоты вспышек вспыхивающих звезд. Оказалось, что изменение частоты вспышек в два раза имело место у одной из четырех исследованных звезд (звезда UV Cet).

Может возникнуть вопрос, почему же такое изменение не повлияло на вывод Лейси, Моффета и Эванса [3] о том, что та же последовательность вспышек звезды UV Cet является пуассоновской? Основной причиной является то, что в классических критериях, примененных в [3], никак не учитывается временное поведение использованных статистик. Кроме того, значимое изменение частоты в два раза трудно обнаружить даже при таком учете. Полученные результаты указывают, что возможно придется отказаться от предположения о стационарном пуассоновском характере временной последовательности вспышек в пользу предположения о кусочно-стационарном пуассоновском характере.

В последующих работах нами будут исследованы другие наблюдательные ряды и мы надеемся получить ответы на этот и другие вопросы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна, Армения

ON THE FLARE STARS FLARES FREQUENCY CHANGING

A.A.AKOPIAN

The problem of changing of the frequency of flare stars' flares is considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В.А.Амбарцумян*, Звезды, Туманности, Галактики, Ереван, Изд. АН Арм. ССР, 1968, с.283.
2. *В.С.Осканян*, *В.Ю.Теребиж*, Астрофизика, **7**, 83, 1971.
3. *C.H.Lacy*, *T.J.Moffett*, *D.S.Evans*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **30**, 85, 1976.
4. *Л.В.Мирзоян*, Нестационарность и эволюция звезд, Ереван, Изд. АН Арм. ССР, 1981.

5. *Г.А.Гурзадян*, Звездные вспышки, Наука, М., 1985.
6. "Обнаружение изменения свойств сигналов и динамических систем", сб. статей, Мир, М., 1989.
7. *T.J.Moffett*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 29, 1, 1974.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.337

ОБЪЕКТ САКУРАИ И НОВАЯ ОРЛА 1919г. ПОВТОРНЫЕ ВСПЫШКИ КЛАССИЧЕСКИХ НОВЫХ?

А.Э.РОЗЕНБУШ

Поступила 1 июля 1998
Принята к печати 10 января 1999

Предлагается интерпретация вспышки Новой Орла 1919г. (V605 Aql) и новоподобной вспышки объекта Сакураи 1996г. как повторных вспышек классических новых типа DQ Her и RR Pic с периодами повторения около 1100 и 50000 лет соответственно, и на этом основании выводятся некоторые характеристики этих звезд. V605 Aql только к настоящему времени вернулась в спокойное состояние и имеет абсолютную визуальную звездную величину не слабее $8-9^m$. Наклон орбиты двойной системы - предновой около 90°. Абсолютная визуальная звездная величина предновой V4334 Sgr не ярче 3^m. Вполне возможно, что наклон орбиты двойной системы - предновой близок к 0°. Скорости расширения оболочек 30-40 км/с в обоих случаях. Структура выброса при повторных вспышках сохраняется.

1. *Введение.* Наблюдения объекта Сакураи (V4334 Sgr), вспыхнувшего в 1996г. на 10^m [11], позволили высказать предположение, что это новоподобное явление связано с финальной гелиевой вспышкой ядра планетарной туманности [2]. Объект имеет круговую планетарную туманность (ПТ) радиусом 16 угловых секунд, обладает заметным дефицитом водорода и избытком углерода и кислорода. Последнее было подтверждено детальными исследованиями спектра [3,4]. (В то же время другое исследование (см. дискуссию в [3]) показало нармальное содержание водорода). Дефицит водорода присоединяет этот объект к группе из нескольких подобных объектов, для одного из которых, V605 Aql, также зафиксирована новоподобная вспышка в 1919г. Поэтому предположение [2] стало обсуждаться и для V605 Aql [5], ядра планетарной туманности A58.

Такая интерпретация основана на уникальных характеристиках этих объектов. Но некоторые из них для V605 Aql могут быть поставлены под сомнение. После двух исследований в инфракрасном (ИК) диапазоне [6,7] считается [5], что ядро ПТ закрыто от нас плотной поглощающей средой с $A_V \simeq 10^m$. Но этот факт может быть связан с ошибочной идентификацией V605 Aql как с ИК-источником из каталога IRAS, так и со звездой, измеренной сначала Ван-Дер-Вином и др. [6], а затем и Харрисоном [7]. Видимый блеск V605 Aql $22-23^m$ (см., например, [5]), но в вышеуказанных двух работах принято 18.8^m, что скорее относится к звезде, находящейся в

8" к юго-востоку от V605 Aql [8]. При этом, согласно [6], разность координат для программного источника и для источника из каталога IRAS была наибольшей (35") из 42 исследованных ПТ (следует отметить, что Ван-Дер-Вин и др. [6] исследуют ПТ, а не V605 Aql, и используют данные более раннего каталога, не обсуждая вопрос правильности идентификации). ПТ имеет радиус около 16" и наиболее яркие ее области находятся в направлении ИК-источника, измеренного в работе [6]. Недавние измерения со спутника ISO были выполнены с апертурой 20" [9], поэтому также нет полной уверенности в соответствии измеренных источников излучения. Но основным аргументом для нашего сомнения в справедливости представления о финальной вспышке слоевого гелиевого источника является поведение блеска, типичное для вспышек новых. Наконец, настораживает и использование при интерпретации представления о выделенности направления на наблюдателя, в котором должна происходить в постоянно высоком темпе конденсация пыли, чтобы объяснить низкую наблюдаемую светимость остатка новой V605 Aql (для дискуссии см., например, [5]).

Ниже мы подойдем к V605 Aql и V4334 Sgr, как к классическим новым и, применив к ним результаты нашего исследования новых [10], получим некоторые фундаментальные характеристики для них.

2. *V605 Aql.* Несмотря на крайне скудные данные о вспышке 1919г., эту новую можно отнести к группе DQ Her [10] на основании кривой блеска и морфологии оболочек.

На рис.1 представлены основные детали кривой блеска V605 Aql [7,11] в сравнении с DQ Her, прототипом группы новых, и Новой Змеи 1978г.

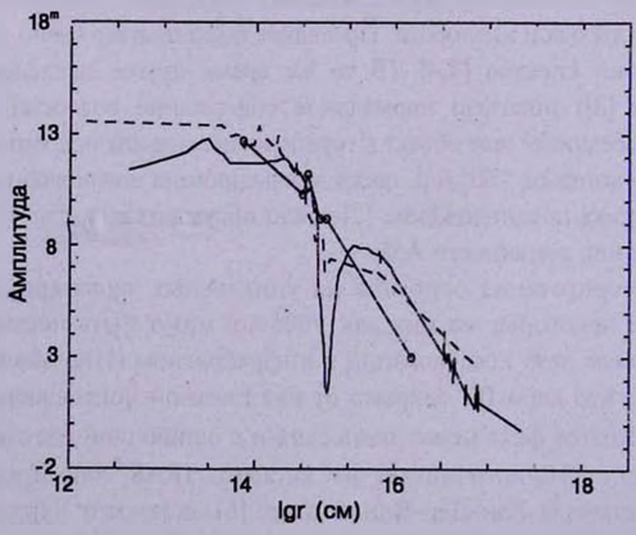

Рис.1. Кривая фотографического блеска V605 Aql (сплошная линия с открытыми кружками) в сравнении с кривыми блеска DQ Her (сплошная линия) и LW Ser (штриховая линия) в логарифмической шкале радиуса оболочки.

(LW Ser), членом этой группы. Здесь следует подробнее остановиться на кривой блеска V605 Aql, которая у Харрисона [7] стала более детальной, чем первоначально у Зайттера [11]. Данные 1923г. - это визуальные наблюдения, скорректированные примерно на 2^m за показатель цвета, чтобы согласовать их с фотографическими данными [11]. Следовательно, в максимуме новая могла быть достаточно яркой: около 8.2^m. К сожалению, источники всех наблюдений, дополнительных к первоначальным фотографическим, нигде не указаны, поэтому остаются некоторые сомнения в идентичности объектов при фотографических и визуальных наблюдениях. Дополнительная точка в работе [7] за 1920г. также без пояснения. Пределы блеска звезды для 1922г. не противоречат нашей интерпретации: сброшенная при вспышке оболочка достигла радиуса, при котором начинается конденсация пыли в ней. У некоторых новых (V1229 Aql, LW Ser) возможно сохранение пыли в сброшенной оболочке, о чем говорит отсутствие выхода из минимума блеска, связанного с конденсацией пыли. Поэтому в дальнейшем яркость V605 Aql могла не превышать 16^m. Фотографический блеск около 20^m на голубом снимке Паломарского обзора [8] не противоречит кривой блеска новой типа DQ Her, находящейся на финальной стадии вспышки (рис.1.) Следовательно V605 Aql только в настоящее время вернулась в спокойное состояние.

Принадлежность Новой Орла к группе DQ Her подтверждается также морфологией оболочки. Туманность вокруг V605 Aql имеет экваториальный пояс, который ясно виден на всех снимках туманности и который, возможно, имеется у центрального узла (ЦУ) - остатка вспышки 1919г. [5,11,12]. Такая структура оболочек типична для новых группы DQ Her.

В табл.1 приведена сводка некоторых опубликованных данных наблюдений.

Амплитуду вспышки V605 Aql примем равной $13\text{-}14^m$, а абсолютную звездную величину в спокойном состоянии $+5.5^m$, как типичные значения для новых типа

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ V605 Aql и ПТ A58

Визуальный блеск звездного остатка, зв. вел	≥23
Размер ПТ, угл. с.	35x45
Спектроскопическая скорость расширения ПТ, км/с	31
Отношение интенсивности красного компонента линий к синему в спектре ПТ	1.4
Размер ЦУ, угл. с.	0.7-2.5
Спектроскопическая скорость расширения ЦУ, км/с	140
Отношение интенсивности красного компонента линий к синему в спектре ЦУ	≥10

DQ Her [10]. Далее, если скорость расширения оболочки от вспышки 1919г. отождествить со смещением линий центрального узла 140 км/с, радиус оболочки в 1991г. принять равным 0.7 угловой секунды [12], а время расширения около 72 лет, то это приведет к верхнему пределу расстояния 3.0 кпк и нижнему пределу для суммарного межзвездного и околозвездного поглощения 4.1^m. Эта ограниченность связана с существованием нескольких систем скоростей у новых, в том числе более высоких, чем скорость расширения оболочки V_{exp}. Приведенное значение последней, согласно [10], в случае V605 Aql грубо можно оценить около 46 км/с. Это значение близко к скорости расширения ПТ А58[13]. Для последнего значения скорости расширения имеем расстояние около 1 кпк и суммарное поглощение 7.5^m. Из соотношения спектральных линий ЦУ следует, что в околозвездных окрестностях излучение от наиболее удаленных частей ЦУ ослабляется не менее, чем в 10 раз, значит звездное излучение ослабляется не менее, чем в 5 раз. Но в эту величину входит и неравномерность распределения вещества по ЦУ, что можно видеть из неравномерности свечения ПТ и восстановленных изображений ЦУ в работах [5,12]. Следовательно, околозвездное поглощение составляет не менее 1.7^m. Отсюда получаем оценку межзвездного поглощения в пределах 2.4-5.8^m. Нижнее значение вполне возможно для данной галактической области, а верхнее требует дополнительного обсуждения. Отметим только упомянутое авторами работы [5] существование в этой области протяженных ИК-источников, согласно данным спутника IRAS. Избыточного околозвездного поглощения можно избежать, приняв во внимание общие зависимости для новых, в частности, зависимость ($M_{V_{max}}, V_{exp}$) [10]. Тогда приходим к заключению, что абсолютная звездная величина в максимуме была (-4^m) - (-5^m), а в настоящее время абсолютный визуальный блеск V605 Aql соответствует 8-9^m. Это сильно отклоняет положение новой от зависимости рис.4 из нашего исследования [10], но находится в пределах возможной тенденции для новых группы DQ Her.

Соотношение размеров оболочек V605 Aql можно интерпретировать как соотношение времен после соответствующих вспышек. Реккурентный интервал следовательно более 1100 лет, особенно с учетом замедления расширения оболочки со временем. Эта величина интервала укладывается в известную зависимость Кукаркина-Паренаго для повторных новых. Подобные периоды повторения вспышек, основываясь на обзоре наблюдений небесных явлений в дотелескопическую эру, оценивает Псковский [14] для двух новых V603 Aql и CK Per: 1793г. и 1062г. соответственно.

Наличие экваториального пояса у ПТ А58 указывает на возможную двойственность звездного остатка новой с наклоном орбиты, близким к 90°, что может быть проверено фотометрией объекта с целью выявления эффектов затмения в этой двойной системе [10,15]. Исходя из неравномерности распределения яркости по ПТ и по восстановленному изображению ЦУ [12], можно сказать, что морфология оболочек, сброшенных при повторных вспышках новой, может быть подобной. ПТ А58 можно сравнить с современной оболочкой DQ Her, имеющей угловой размер около 15"x20" и спектр, который не отличается радикально от спектра ПТ А58, особенно если исключить из рассмотрения линии водорода.

3. *V4334 Sgr*. К настоящему времени мы располагаем достаточно детальной кривой блеска, доступной из базы данных VSOLJ [16], и некоторыми другими данными об объекте Сакураи (табл.2). На основании кривой блеска (амплитуда, форма кривой блеска) мы классифицируем новоподобную вспышку

Таблица 2

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ V4334 Sgr и ПТ ОКОЛО НЕЕ

Блеск предновой, зв. вел.	21
Амплитуда вспышки, зв. вел.	10
Диаметр ПТ, угл. с.	32
Спектроскопическая скорость расширения ПТ, км/с	≤ 25

объекта Сакураи (V4334 Sgr) в 1996г. как вспышку медленной новой типа RR Pic [10]. На рис.2 видно большое подобие, включая колебание блеска с амплитудой около 1^m, кривых блеска V4334 Sgr и RR Pic. Из совмещения двух кривых блеска мы оцениваем скорость расширения оболочки V4334 Sgr около 30 км/с, сравнимую со спектроскопической скоростью.

Рассуждения, подобные вышеприведенным для V605 Aql, можно повторить и для V4334 Sgr. Амплитуда вспышки около 10^m и, следовательно, согласно

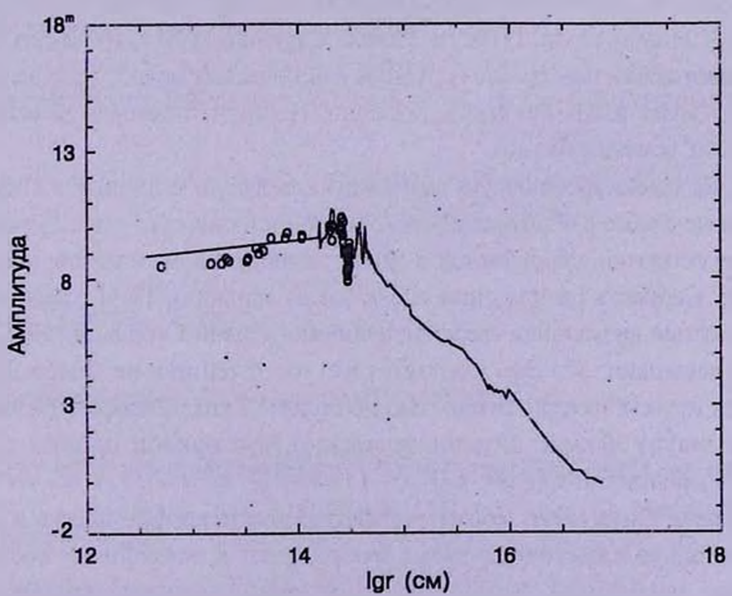

Рис.2. То же, что на рис.1, для объекта Сакураи (открытые кружки) и RR Pic (сплошная линия).

рис.4 из [10] абсолютная звездная величина в спокойном состоянии около $+3^m$. Авторы [2] отмечают, что межзвездное поглощение в данном направлении достигает 1.5^m. Тогда получаем расстояние около 20 кпк и высоту над галактической плоскостью 1.7 кпк. Наша оценка является самой высокой из существующих. В исследовании [17] нашли расстояние 1.1 кпк до объекта Сакураи по распределению межзвездного поглощения в данном направлении, но спектральные классы и классы светимости оценены методом многоцветных диаграмм. С учетом всех приведенных здесь данных мы оцениваем возраст туманности или интервал между вспышками около 50 000 лет, что значительно выше периода повторения для V605 Aql.

ИК-избыток у V4334 Sgr, приписанный авторами [2] околозвездной пыли, по нашему мнению, имеет происхождение, не связанное с пылью: случаев существования околозвездной пыли с температурой 3000-4000K нам не известно. Распределение энергии в ИК-диапазоне у V4334 Sgr [18] очень нетипично для новых с пылевым компонентом в выбросе.

Принадлежность объекта Сакураи к новым группы RR Pic предполагает, что сбрасываемая при вспышке оболочка имеет экваториальный пояс, который при наблюдении с полюса будет выглядеть как равномерно светящаяся окружность. Форма ПТ около V4334 Sgr как раз укладывается в этот вариант. Поэтому можно допустить, что плоскость орбиты двойной системы - предшественника новой - находится в картинной плоскости, т.е. орбита имеет незначительный наклон к лучу зрения.

4. *Заключение*. Располагая небольшим набором данных наблюдений, мы приходим к достаточно обоснованному выводу, что две новоподобные вспышки - Новой Орла 1919г. и Новой Стрельца 1996г. (объект Сакураи) представляют собой повторные вспышки классических новых, принадлежащих группам DQ Her и RR Pic соответственно. Периоды повторения около 1100 и 50 000 лет соответственно.

V605 Aql имеет абсолютную визуальную звездную величину в спокойном состоянии не слабее $8\text{-}9^m$. Наклон орбиты двойной системы - предновой около 90°. Форма оболочки, сброшенной в 1919г., подобна форме планетарной туманности A58. Скорость расширения оболочки от вспышки 1919г. около 46 км/с.

Абсолютная визуальная звездная величина Новой Стрельца 1996г., V4334 Sgr, не превышает 3^m. Это соответствует расстоянию не более 20 кпк и высоте над галактической плоскостью не более 1.7 кпк. Скорость расширения оболочки около 30 км/с. Вполне возможно, что наклон орбиты двойной системы - предновой близок к 0°.

Для Новой Орла 1919г. можно реконструировать кривую блеска и сказать, что новая только в настоящее время возвратилась к спокойному состоянию. Еще одной необычной деталью для этой новой является крайне низкая скорость расширения оболочки. Согласно результатам нашего исследования

[10], это должно было бы выразиться в плоском продолжительном максимуме и в глубоком минимуме блеска, продолжительностью более сотни дней. Скудные данные о кривой блеска не противоречат этому. Поздний спектральный тип обеих новых согласуется с известной тенденцией: чем медленнее происходит выброс вещества у новой, тем позднее ее спектральный класс в максимуме блеска. У Новой Геркулеса 1934г. было отмечено появление молекулярных полос CN, а скорость сброса оболочки у объекта Сакураи и V605 Aql почти на порядок меньше, так что появление полос C_2 нельзя с полным основанием считать уникальным, скорее имеющаяся выборка новых пока не содержит таких случаев. Это же можно отнести и к химическому составу. Низкая скорость выброса указывает на массу оболочки более высокую, чем типичная для данной группы новых. Сочетание низкой скорости расширения и большой массы способствовало длительному сохранению оболочек, поэтому мы имеем возможность наблюдать их. Кроме низкой скорости выброса вещества, эти две новые демонстрируют возможный дефицит водорода. Это наводит на допущение, что это взаимосвязанные характеристики. И тогда удаленность новых от линейной зависимости на рис.4 из [10] приобретает определенный смысл.

Принадлежность V4334 Sgr к группе RR Pic позволяет сделать прогноз на дальнейшее поведение блеска этого уникального объекта. Наблюдавшееся в начале 1998г. поярчание вскоре сменится окончательным спадом блеска, и яркость объекта будет следовать кривой блеска RR Pic, но на порядок медленнее.

Характеристики, выведенные нами для V605 Aql и V4334 Sgr, продолжают выделять эти объекты среди остатков новых, поэтому нельзя сказать, что вопрос интерпретации закрыт. Скудность данных наблюдений оставляет возможность для спекуляций на подобные темы.

Отождествление ПТ около V605 Aql и V4334 Sgr с остатками оболочек новых означает также, что какая-то часть планетарных туманностей с подобными характеристиками, особенно при наличии экваториального пояса, может быть остатками оболочек старых новых.

Главная астрономическая обсерватория
НАН Украины, Киев

IS THE SAKURAI'S OBJECT AND NOVA AQUILAE 1919 RECURRENT OUTBURST OF CLASSIC NOVAE?

A.E.ROSENBUSH

An interpretation is proposed of the outburst of Nova Aquilae 1919 (V605 Aql) and the nova-like outburst of the Sakurai's object (V4334 Sgr) in 1996 as recurrent outbursts of the classic DQ Her and RR Pic types novae with recurrent periods near 1100 and 50 000 years respectively. On this basis some characteristics of these stars are obtained. Only now V605 Aql has returned at its quiet state. It has an absolute visual magnitude $\leq 8\text{-}9^m$. The inclination of the pre-nova binary system orbit is near to 90°. The absolute visual magnitude of V4334 Sgr at a quiet state is not exceeding 3^m. It is possible that the inclination of the pre–nova binary orbit is near to 0°. Shell expansion velocities are near to 30 km/s in both cases. The shape of the ejection in the case of recurrent outbursts is repeated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.Nakano, S.Benetti, H.W.Duerbeck*, IAU Circ., №6322, 1996.
2. *H.W.Duerbeck, S.Benetti*, Astrophys. J., **468**, L111, 1996.
3. *M.Asplund, B.Gustafsson, D.L.Lambert, N.K.Rao*, Astron. Astrophys., **321**, L17, 1997.
4. *T.Kipper, V.G.Klochkova*, Astron. Astrophys., **324**, L65, 1997.
5. *G.C.Clayton, O.De Marco*, Astron. J., (in press), 1998.
6. *W.E.C.J. van der Veen, H.J.Habing, T.R.Geballe*, Astron. Astrophys., **226**, 108, 1989.
7. *T.Harrison*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **108**, 1112, 1996.
8. *G.H.Herbig*, Publ. Astron. Soc. Pasif., **70**, 605, 1958.
9. *S.Kimeswenger, F.Kerber, R.Weinberger*, Mon. Notic. Roy. Astr. Soc. (in press), 1998.
10. *А.Э.Розенбуш*, Астрофизика, **42**, 189, 1999.
11. *W.C.Seitter*, Mitteil. Astron. Gesell., **63**, 181, 1985.
12. *M.A.Guerrero, A.Manchado*, Astrophys. J., **472**, 711, 1996.
13. *D.L.Pollacco, W.A.Lawson, R.E.S.Clegg, P.W.Hill*, Mon. Notic. Roy. Astr. Soc., **257**, 33, 1992.
14. *Ю.П.Псковский*, Астрон. ж., **49**, 31, 1972.
15. *А.Э.Розенбуш*, Кинематика и физика небесных тел, **4**, №5, 33, 1988.
16. *T.Kato, D.Nogami*, http://www.kusastro.kyoto-u.ac.jp/vsnet/gcsv/index.html.
17. *S.Kimeswenger, F.Kerber*, Astron. Astrophys., **330**, L41, 1998.
18. *F.Kerber, H.Gratl, S.Kimeswenger, M.Roth*, in "ISO withnesses Stellar Evolution in "Real time"" (in press), 1998.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.388

НОВЫЕ КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ

Г.Н.САЛУКВАДЗЕ, Г.Ш.ДЖАВАХИШВИЛИ

Поступила 25 июля 1999

Принята к печати 20 августа 1999

В каталоге звезд гидирования GCS были выявлены 223 новые трапеции. На основе каталогов GCS и WDS был составлен новый, более полный список трапеций, включающий 637 объектов.

1. *Введение.* В своей многосторонней научной деятельности академик В.А.Амбарцумян особое место уделял изучению кратных звездных систем типа Трапеции. Занимаясь исследованием трапеций, он всячески стимулировал работы в этом направлении. Его неизменный интерес к динамически неустойчивым объектам и, в частности, к трапециям, сейчас понятен, но тогда мало кто мог предвидеть, что изучение этих систем сыграет огромную роль в исследовании проблемы возникновения и развития звезд.

До открытия В.А.Амбарцумяном [1] звездных ассоциаций - очагов звездообразования в Галактике, в астрономии вообще и в звездной динамике в частности все звездные системы считались динамически устойчивыми. Открытие звездных ассоциаций показало, что в Галактике существуют и такие системы, которые в период своего формирования оказались динамически неустойчивыми и в настоящее время расширяются. Это теоретическое предсказание В.А.Амбарцумяна, подтвержденное впервые на основе наблюдений Блаау [2], имело огромное значение для проблемы происхождения и эволюции звезд и звездных систем.

В дальнейшем морфологическое исследование звездных ассоциаций показало, что в составе ассоциаций встречаются кратные системы звезд, которые обладают большей степенью динамической неустойчивости, чем сами ассоциации в целом.

Это позволило В.А.Амбарцумяну [3] выделить среди кратных звезд новый тип - кратные системы типа Трапеции Ориона, характеризуемый высокой динамической неустойчивостью.

Законы небесной механики позволяют предположить, что система, имеющая конфигурацию типа Трапеции, не может просуществовать больше, чем время, необходимое для нескольких обращений ее компонентов вокруг общего центра масс. Причем время распада системы типа Трапеции зависит от знака полной энергии системы, то есть от первоначального распределения скоростей ее компонентов и расстояний между ними. Расчеты показали [3], что время распада кратных систем типа Трапеции парядка $2 \cdot 10^6$ лет, если система имеет отрицательную полную энергию, и порядка 10^5 и меньше, если полная энергия системы положительная.

Открытие существования в Галактике динамически неустойчивых звездных систем сыграло фундаментальную роль в разработке новых представлений о происхождении и эволюции звезд и звездных систем. Благодаря этому открытию, впервые появилась возможность изучения явлений, связанных со звездообразованием непосредственно на основе астрономических наблюдений.

Поскольку кратные звездные системы типа Трапеции в какой-то степени являются новыми звездными системами Галактики, то естественно, что с целью их изучения в первую очередь необходимо составление каталога вышеназванных систем. Ясно, что каталог кратных звездных систем типа Трапеции, как неоднократно указывал В.А.Амбарцумян, “должен быть очищен от оптических и ложных трапеций”. Ввиду большой важности последнего, один из авторов настоящей статьи, изучая статистические, кинематические и физические характеристики трапеций, постоянно искал возможность составления полного каталога трапеций, который содержал бы высокий процент реальных трапеций.

2. *Каталоги и списки кратных звездных систем типа Трапеции.* Первый список кратных звездных систем типа Трапеции был составлен Амбарцумяном [3] на основе Нового общего каталога двойных систем Эйткена [4].

Для отнесения кратной звезды к типу Трапеции Амбарцумян пользовался следующим критерием. В случае тройной системы кратная звезда считалась системой типа Трапеции, если в ней отношение наибольшего расстояния к наименьшему меньше трех.

В целях исключения оптических систем им были введены верхние границы для расстояний слабых компонентов до главной звезды, а компоненты слабее $12^m.5$ исключены вообще. Упомянутый критерий Амбарцумяна приведен в [3].

Как отмечается в работе [3], этот список является неполным и содержит 108 кратных систем типа Трапеции, изучение которых представляет первоочередной интерес.

Исследователи кратных систем типа Трапеции долгое время пользовались списком Амбарцумяна, а поскольку он содержит большой процент ложных трапеций, то некоторые результаты, основанные на статистическом исследовании трапеций, оказались не совсем правильными.

В связи с этим, в конце семидесятых годов Г.Н.Салуквадзе по предложеню В.А.Амбарцумяна приступил к составлению нового, более полного каталога трапеций. При этом необходимо было пересмотреть критерий отбора трапеций среди кратных звезд, содержащихся в каталогах двойных и кратных звезд.

Каталог Эйткена (ADS), изданный в 1932г., содержит 17180 двойных и кратных звезд от Северного полюса до склонения $\delta = -20°$, измерения которых опубликованы до конца 1927г.

В 1963г. вышел в свет Индекс-каталог визуально-двойных звезд [5], измерения которых опубликованы до конца 1960г. Указанный каталог в то время являлся наиболее полным не только в отношении звезд, но и в отношении данных, характеризующих двойные звезды. В Индекс-каталоге содержатся звезды всего неба и общее число их составляет 64247.

На основе Индекс-каталога визуально-двойных звезд Г.Н.Салуквадзе составил новый Каталог кратных систем типа Трапеции [6].

Г.Н.Салуквадзе при составлении окончательного варианта Каталога кратных систем типа Трапеции для значений K_0 принял величину 2.6 и оптические системы исключал с помощью сплошной кривой рис.1.

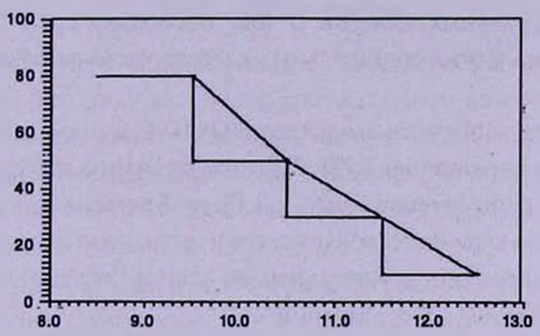

Рис.1. Критерии для выборки кратных систем типа Трапеции.

Окончательный вариант каталога кратных систем типа Трапеции содержит 412 трапеций.

С.Шарплесс [7] в эмиссионных туманностях обнаружил 11 трапеций.

Следует, наконец, упомянуть о каталоге систем типа Трапеции, составленном в Мексике на основе Индекс-каталога визуально-двойных звезд [8]. Этот каталог, содержащий более 900 систем типа Трапеции, до сих пор не опубликован, и судить о критериях, примененных при его составлении, пока невозможно.

Кратные системы типа Трапеции были найдены также в Т-ассоциациях.

М.М.Закиров [9] в четырех Т-ассоциациях, Tau T1, Tau T2, Tau T3 и Ori T2, выделил 46 систем, назвав их кратными системами звезд типа Трапеции.

Г.Н.Салуквадзе в 13 Т-ассоциациях выявил 120 кратных систем типа Трапеции [10,11].

В статье В.Амбаряна [12] приводится список 27 кратных систем типа Трапеции, из которых 20 состоят из переменных звезд типа Т Тельца, а 7

- из вспыхивающих звезд.

3. *Поиск новых кратных звездных систем типа Трапеции на основе GSC (Guide Star Catalogue) и WDS (Washington Double Star Catalogue).* В процессе составления Абастуманского каталога трапеций и в результате детального ознакомления с каталогами двойных звезд и наблюдательными данными относительных положений выяснилось, что при составлении каталога двойных звезд наблюдатели не обращали достаточного внимания на поиск и наблюдения кратных систем, поскольку они предпочитали наблюдения тесных двойных звезд с целью определения их орбит и других характеристик.

Поэтому создается впечатление, что существующие в настоящее время каталоги двойных звезд далеко не полные в отношении кратных звезд. Тогда естественно считать, что Абастуманский каталог трапеций тоже неполный.

В связи с этим мы решили создать полный каталог трапеций с главными звездами спектральных классов O−B2, поскольку среди кратных звезд с главными звездами этих спектральных классов часто встречаются физические трапеции.

Выборка звезд спектральных классов O−B2 была осуществлена из каталога SAO. Таких звезд оказалось 2601. Для них в течение нескольких лет на 125-см рефлекторе с оптической системой Ричи-Кретьена были получены около 1000 негативов в виде фотографических пластинок и пленок. Поиск южных звезд мы планировали осуществить на картах атласа южного обозрения Европейской Южной Обсерватории.

Но недавно обсерватория получила каталог GSC, записанный на лазерных дисках, и появилась возможность их обработки. Мы изменили наше предыдущее намерение и попытались осуществить поиск кратных звездных систем типа Трапеции не только вокруг звезд спектральных классов O−B2, а вокруг звезд всех спектральных классов.

Каталог звезд гидирования GSC был создан специально для космического телескопа Хаббла (HST). Он содержит 19 миллионов звезд и других незвездных объектов, среди которых 15 миллионов являются звездами от шестой до пятнадцатой звездной величины.

Оригинальная версия GSC описана в статьях Б.М.Ласкера и др. [13], Ж.А.Рассела и др. [14] и Х.Джекснера и др. [15].

Для поиска кратных систем типа Трапеции сначала из каталогов, записанных на двух лазерных дисках, выбирались звезды до $12^m.5$ и записывались в отдельные файлы по зонам.

После этого следующая подпрограмма каждую звезду сравнивала с другими звездами. В случае, если расстояние между этими двумя звездами было меньше 80", такая пара записывалась в отдельный файл. Так как разрешающая способность каталога довольно низкая, мы решили ограничиться минимальным расстоянием между парами - 5".

Специальная подпрограмма проверяла повторяемость попадания звезд. Если звезда встречалась хотя бы два раза, это означало, что расстояние между данными звездами создавали пары, минимум с двумя звездами и расстоянием меньше 80".

Другая подпрограмма выделяла отдельные группы звезд в диаметре 80".

Следующая программа из каждой группы звезд выделяла самую яркую, которую мы называем главной звездой. Потом вычислялись расстояния от главной звезды до компонентов.

Из этой выборки, используя критерий определения кратных систем типа Трапеции и исключения оптических систем, были составлены списки новых трапеций. Мы пользовались критериями, описанными в работе Г.Н.Салуквадзе [6]. Была использована сплошная кривая (рис.1). Указанная кривая вначале была выражена эмпирически и имеет следующий вид:

$$\rho_{max} = 2.5\,m^2 - 78\,m + 594.875.$$

Эта формула получена аппроксимацией второго порядка.

Таким образом был получен список кратных звезд, который был сравнен с Вашингтонским каталогом двойных звезд WDS [16]. В результате сравнения из списка были исключены кратные звезды, которые фигурируют в WDS. Для оставшихся кратных звезд, применяя критерий $K_0 = 2.6$, был получен список новых трапеций, включающий 223 объекта.

Поскольку WDS был издан в 1984г. и содержит более точные данные как об относительных положениях, так и о звездных величинах компонентов 73610 двойных и кратных звезд, мы сочли целесообразным составить список кратных звездных систем типа Трапеции и на основе WDS. Действительно, такой список был составлен и содержит 414 трапеций.

Интересно отметить, что сравнение Абастуманского каталога кратных систем типа Трапеции со списком, составленным на основе WDS, показало, что в последний не вошли 77 трапеций из Абастуманского каталога.

Это вызвано следующими обстоятельствами: 1) программа исключила все компоненты трапеций, для которых в WDS не приведены звездные величины: 2) звездные величины для компонентов трапеций, а также расстояния между компонентами, приведенные в WDS, значительно отличаются от соответствующих данных IDS.

С целью уточнения спектральных классов, оба списка трапеций были сравнены с известными основными спектральными каталогами. Для исключения оптических пар, образованных в результате попадания звезд фона в круг, радиусом, равным расстоянию слабых компонентов соответствующих звездных величин, были произведены подсчеты в GSC вокруг каждой системы в диаметре одного градуса.

Вероятности попадания звезд фона в эти круги были вычислены по формуле

Пуассона для каждой трапеции. В результате вычисления было определено количество остаточных оптических систем в зависимости от спектрального класса.

В отошении списка трапеций, составленного на основе WDS, было вычислено также количество псевдотрапеций. *Таблица 1*

СТАТИСТИКА ТРАПЕЦИИ ПО ДАННЫМ WDS

Спектр. классы	Общее число кратных	Вычисленное количество		Количество наблюдаемых трапеций	Процент трапеций
		псевдо-трапеций	оптических систем		
O–B2	87	8	1	47	54
B3-B5+B	78	7	1	22	28
B8-B9	101	10	0	19	19
A	324	30	1	45	14
F	237	21	1	40	17
G	185	17	1	37	20
K	115	10	1	32	28
M	14	1	0	7	50
Неизвестный	465	38	4	165	36
Всего	1606	142	10	414	

Результаты подсчетов с уточненными спектральными классами приведены в табл. 1.

Рассмотрение первых трех строк этой таблицы полностью подтверждает полученный ранее вывод о том, что среди кратных звезд, главные компоненты которых принадлежат спектральному интервалу O-B2, имеется значительный процент реальных трапеций.

После составления списков трапеций на основе GSC и WDS мы

Таблица 2.

СТАТИСТИКА ТРАПЕЦИИ ПО ДАННЫМ СВОДНОГО КАТАЛОГА ТРАПЕЦИИ

Спектральные классы	Вычисленное количество оптических систем	Количество наблюдаемых трапеций
O-B2	1	54
B3-B5+B	1	29
B8-B9	0	29
A	1	58
F	1	52
G	1	41
K	1	50
M	0	8
Неизвестный	9	316
Всего	15	637

объединили эти два списка и, таким образом, была получена новая версия каталога кратных звездных систем типа Трапеции, содержащего 637 объектов.

Результаты подсчетов приведены в табл. 2.

Как видно из табл.2, общее число трапеций в основном увеличилось за счет таких систем, спектральные типы главных звезд которых неизвестны. Из 223 новых объектов им принадлежит 151, а остальные 72 трапеции распределены следующим образом: O-B2 - 7, B3-B5+B - 7, B8-B9 - 10, A - 13, F - 12, G - 4, K - 18, M - 1.

Каталог кратных звездных систем типа Трапеции будет опубликован в ближайшее время.

Приносим благодарность проф. Пфау, г-ну Штробелю и г-же Вальтер (Германия), передавшим в дар одному из авторов данной статьи компьютер, на котором была выполнена настоящая работа.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория, Грузия

NEW TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS

G.N.SALUKVADZE, G.Sh.JAVAKHISHVILI

223 new trapezia have been revealed in the Guide Star Catalogue. A new list of trapezia including 637 objects have been compiled on the basis of GSC and WDS catalogues.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В.А.Амбарцумян*, Астрон. ж., **26**, 3, 1949.
2. *A.Blaauw*, Bull. Astron. .Inst. Netherl., **11**, 405, 1952.
3. *В.А.Амбарцумян*, Сообщ. Бюракан. обсерв., **15**, 3, 1954.
4. *R.G.Aitken*, New General Catalogue of Double Stars, Washington, Carnegie Institution, v.1, p.707, v.2, p.781, 1932.
5. *H.M.Jeffers*, *W.H.van den Bos*, *F.M.Greeby*, Index Catalogue of Visual Double Stars, Publ. Lick Observ., **21**, Part I, 280, Part II, 804, 1963.
6. *Г.Н.Салуквадзе*, Бюлл. Абастуман. астрофиз. обсерв., **49**, 40, 1978.
7. *S.Sharpless*, Vistas Astron., **8**, 127, 1966.
8. *C.Allen*, *A.Poveda*, *C.E.Worley*, Rev. Mex. Astron. Astrophys., **1**, 101,

1974.
9. *М.М.Закиров*, В кн.: "Исследование экстремально молодых звездных комплексов", Фан, Ташкент, 1975, с. 95.
10. *Г.Н.Салуквадзе*, Астрофизика, 16, 505, 1980.
11. *Г.Н.Салуквадзе*, Астрофизика, 16, 687, 1980.
12. *В.В.Амбарян*, Астрофизика, 28, 149, 1988.
13. *B.M.Lasker*, *C.R.Sturch*, *B.J.McLean*, *J.L.Russell*, *H.Jenkner*, *M.S.Shara*, Astron. J., 99, 2019, 1990.
14. *J.L.Russell*, *B.M.Lasker*, *B.J.McLean*, *C.R.Sturch*, *H.Jenkner*, Astron. J., 99, 2059, 1990.
15. *H.Jenkner*, *B.M.Lasker*, *C.R.Sturch*, *B.J.McLean*, *M.S.Shara*, *J.L.Russell*, Astron. J., 99, 2019, 1990.
16. *C.E.Worley*, *G.G.Douglass*, The Washington Visual Double Stars Catalog, U.S.Naval Observatory, Washington, 1984.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ. V. ОКРУЖЕНИЕ SB- И SA- ГАЛАКТИК

А.Т.КАЛЛОГЛЯН, Р.А.КАНДАЛЯН, В.Г.ПАНАДЖЯН
Поступила 10 июля 1999

Используя списки ярких галактик с перемычкой и без перемычки, а также Лион-Медонский набор внегалактических данных (LEDA), исследовано окружение SB- и SA-галактик, выявлены некоторые различия между ними.

1. *Введение.* Настоящая серия работ была предпринята с целью сопоставления двух типов спиральных галактик - галактик с перемычкой и галактик без перемычки - и выявления сходства и различия между ними. Для проведения такого исследования был составлен каталог галактик с перемычкой ярче 13.5 звездной величины, насчитывающий около 700 галактик [1]. Кроме того, был составлен список 460 галактик без перемычки ярче 13.5 звездной величины в интервале склонений [0,+30°], включающий, помимо спиральных галактик, эллиптические и линзовидные галактики.

В предыдущих работах этой серии [2-4] были представлены результаты исследования обоих типов галактик в оптическом, инфракрасном рентгеновском и радио диапазонах. Был сделан вывод, что имеющиеся различия между галактиками с перемычкой и галактиками без перемычки обусловлены, в основном, более активными звездообразовательными процессами, происходящими в SB-галактиках и инициируемыми присутствием самой перемычки.

Особый интерес представляет окружение галактик. В работе [2] было показано, что оба типа спиральных галактик одинаково часто встречаются в группах галактик. При этом из обоих списков были исключены морфологические типы с $T < 0$, т.е. эллиптические и линзовидные галактики из списка галактик без перемычки и галактики типа SB0 из каталога галактик с перемычкой.

В настоящей работе мы более детально будем исследовать окружение спиральных галактик с перемычкой и без перемычки. Особое внимание будет уделено их первым соседям.

2. *Выборки.* Как и в предыдущих статьях этой серии, мы использовали Каталог 690 галактик с перемычкой, опубликованный в [1], и выборку галактик без перемычки, включающую около 460 объектов и описанную в [2]. При этом из последнего списка были исключены эллиптические и

линзовидные галактики, после чего в списке осталась 231 галактика. Ради проявления одинакового подхода, из каталога галактик с перемычкой были исключены объекты типа SB0, после чего в нем остались 603 галактики. В настоящей работе использованы эти две выборки.

Вокруг каждой из галактик был описан круг радиусом 15 угловых минут. Внутри этих кругов проводились подсчеты галактик по Лион-Медонскому набору внегалактических данных (LEDA). Однако для дальнейшего исследования были отобраны те из галактик, которые удовлетворяли следующим критериям:

1.Радиальная скорость ближайшего или первого соседа отличалась от радиальной скорости центральной SB- и SA- галактики не более чем на 30%. В этом случае не ставилось ограничение на разницу звездных величин центральной галактики и ближайшего соседа.

2.В тех случаях, когда радиальная скорость ближайшего соседа была не известна, были выбраны лишь те из SB- и SA- галактик, звездные величины которых отличались от звездной величины первого соседа не более чем на 2^m. Отметим также, что никаких ограничений на морфологические типы окружающих галактик не ставилось.

В результате применения вышеуказанных критериев для дальнейшего рассмотрения остались 59 SB-галактик и 40 SA-галактик. Мы полагаем, что в этих случаях SB- и SA- галактики из наших списков имеют физически связанные с ними компаньоны в качестве первого соседа. Средние радиальные скорости 59 SB-галактик и 40 SA-галактик оказались 2570 и 3420 км/с, соответственно, т.е. обычные спиральные галактики в среднем находятся дальше SB-галактик. Такое различие, безусловно, приведет к ошибочным результатам при сопоставлении характеристик двух выборок. Для устранения эффектов расстояния мы подвергли анализу распределения галактик в указанных выборках по радиальным скоростям. Эти распределения показаны на рис.1.

Как видно из рис.1, до $V_r = 1000$ км/с нет ни одной SA-галактики, а в последнем интервале с $V_r > 7000$ км/с - нет ни одной SB-галактики. Поэтому мы исключили из рассмотрения SB-галактики с $V_r < 1000$ км/с и SA-галактики с $V_r \geq 7000$ км/с. В результате для дальнейшего рассмотрения осталась 51 галактика с перемычкой и 36 галактик без перемычки.

Наша статистика основана на этих выборках. При этом критерии 1) и 2) применялись только по отношению к первым соседям. По результатам подсчетов внутри указанных кругов число галактик, приходящихся на одну яркую SA- и SB- галактику, одинаково и равно 1.7. Этот результат находится в согласии с тем, что оба типа спиралей одинаково часто встречаются в группах галактик [2].

После отождествления первого соседа, мы определяли его расстояние в проекции от центральной галактики в минутах дуги и килопарсеках, используя для этого среднюю радиальную скорость системы. При этом для постоянной

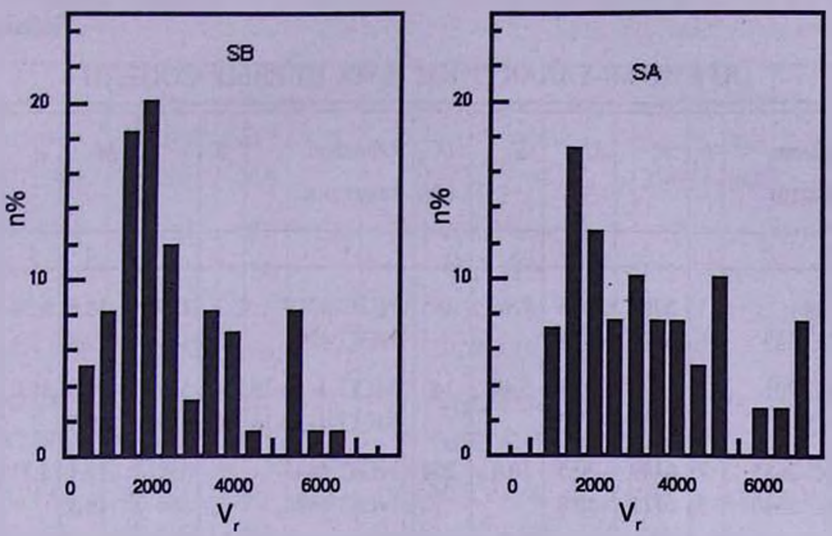

Рис.1 Распределение галактик по радиальным скоростям. По оси ординат отложено число галактик в данном интервале в процентах от общего числа галактик данного морфологического типа.

Хаббла принималось значение H = 75 км/с/Мпк. Были вычислены также разницы звездных величин центральных галактик и первых соседей.

В табл.1 приводятся некоторые данные об SB- галактиках из каталога [1], имеющих физически связанные с ними компаньоны и об их первых соседях. В первом столбце даются номера галактик по разным каталогам, во втором - индекс T морфологического типа, в третьем - радиальные скорости, в четвертом - абсолютные звездные величины галактик, в пятом-взаимное расстояние в проекции центральной галактики и первого соседа в минутах дуги и в последнем - эти же расстояния в килопарсеках.

Следует отметить, что SB- галактики из каталога [1] фигурируют в табл.1 только один раз, хотя в девяти случаях оба компонента пар являются галактиками с перемычкой из каталога [1]. Номера этих пар в табл.1 помечены звездочкой. Среди других, более слабых первых соседей тоже могут быть галактики с перемычкой, однако мы на этом вопросе в настоящей статье останавливаться не будем.

3. *Результаты*. В предыдущем разделе было получено, что из 603 галактик с перемычкой 51, т.е. 8.5% имеют первых соседей, удовлетворяющих критериям 1) и 2). Между тем, этот же процент в случае 231 галактики без перемычки составляет 15.6 %. Таким образом, спиральные галактики с перемычкой существенно реже, чем галактики без перемычки имеют первых соседей, удовлетворяющих принятым выше критериям.

Для сравнения характеристик галактик с перемычкой и без перемычки в наших выборках мы нашли целесообразным разбить диапазон радиальных скоростей на интервалы шириной в 1000 км/с. Средние значения абсолютных

Таблица 1.

ЯРКИЕ SB-ГАЛАКТИКИ И ИХ ПЕРВЫЕ СОСЕДИ

Обознач. галактик	T	V_r	M	d'_{1-2}	D_{1-2} кпк	Обознач. галактик	T	V_r	M	d'_{1-2}	D_{1-2} кпк
1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
IC 34	1	5299	-20.6	7.95	165	NGC 4319	2	1592	-18.6	6.34	42
UGC 353	6	5070	-18.8			NGC 4291	-5	1801	-19.3		
NGC 701	5	1826	-19.1	5.48	40	MCG-1-32-19	4	5462	-21.8	10.0	217
IC 1738	3	1750	-17.5			MCG-1-32-16	4	5391	-19.9		
UGC 2655	7	6149	-20.5	10.4	254	NGC*4485	10	558	-17.1	3.77	8.6
UGC 2640	3	6121	-19.8			NGC 4490	7	584	-19.3		
NGC 1358	0	4036	-20.5	6.78	109	NGC 4561	8	1424	-18.5	0.85	4.9
NGC 1355	-2	3978	-19.4			KCPG 3468	9	1443	-		
NGC 1507	9	869	-			NGC 5211	2	3690	-21.7	7.87	117
KCPG 978	8	862	-17.4	0.62	2	UGC 8526	5	3772	-19.2		
UGC 3828	3	3235	-19.8	12.5	163	NGC 5230	5	6857	-21.8	9.43	261
UGC 3816	-2	3342	-19.4			NGC 5222	-5	6974	-21.1		
NGC 2633	3	2180	-19.5	6.75	59	NGC 5351	3	3632	-20.5	12.7	188
NGC 2634A	4	2086	-17.8			NGC 5341	8	3694	-19.4		
NGC 2798	1	1738	-18.9	1.64	12	NGC 5378	1	2976	-19.3	11.5	139
NGC 2799	9	1812	-17.9			NGC 5380	-3	3085	-19.7		
NGC 3166	0	1340	-20.0	8.0	42	NGC 5427	5	2648	-20.8	1.37	14
NGC 3169	1	1248	-20.2			NGC 5426	5	2552	-20.1		
NGC 3445	9	2008	-19.2	10.0	77	NGC 5468	6	2849	-20.0	5.03	58
NGC 3440	3	1920	-18.1			NGC 5472	2	2910	-18.2		
NGC 3664	9	1369	-18.0	6.3	34	IC 983	4	5448	-21.7	2.68	56
NGC 3664A	9	1324	-16.2			IC 982	-2	5053	-19.9		
NGC*4116	8	1207	-18.8	14.1	70	IC 1014	8	1290	-17.5	13.8	71
NGC 4123	5	1281	-19.2			UGC 9273	10	1286	-16.3		
NGC 4204	8	795	-16.3	1.55	4.9	NGC 5678	3	2108	-20.3	1.03	8
MK 1315	-	761	-15.6			MCG-10-21-6	-3	1764	-		
NGC 4290	2	2935	-20.6	4.74	64	NGC*5774	7	1560	-18.9	4.3	27
NGC 4284	4	3832	-18.6			NGC 5775	5	1632	-19.5		
NGC 5954	6	1990	-19.0	0.78	6	NGC 3732	0	1687	-19.0	10.2	69
NGC 5953	1	2012	-19.0			NGC 3722	-5	-	-17.0		

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
NGC 5985	3	2493	-20.7	7.58	75	NGC 3800	3	3385	-20.3	1.34	18
NGC 5982	-5	2891	-20.6			NGC 3799	3	3382	-19.0		
NGC 6339	7	2107	-18.6	1.62	14	NGC 3865	3	5705	-21.4	8.7	199
MCG7-35-62	-	-	-17.0			NGC 3866	1	5730	-20.4		
NGC 6792	3	4638	-20.8	11.8	239	NGC 3985	8	912	-17.3	1.38	5
UGC 11430	5	5482	-19.6			KCPG 310A	9	886	-		
NGC 6962	2	4220	-20.7	1.75	27	NGC 4258	4	460	-20.2	13.3	27
NGC 6964	-4	3810	-19.7			NGC 4248	3	541	-16.1		
NGC 128	9	1150	-19.1	12.8	59	NGC*4299	8	218	-15.4	5.71	7.5
UGC 772	10	1164	-14.7			NGC 4294	6	371	-15.7		
UGC 2069	7	3709	-20.4	7.55	115	NGC 4303	4	1580	-21.3	9.77	56
UGC 2067	2	3850	-18.8			NGC 4303A	6	1268	-17.9		
NGC 2366	10	107	-	2.97	-	NGC*4666	5	1545	-20.3	7.26	46
KCPG 133A	9	135	-			NGC 4668	7	1645	-18.1		
NGC 2601	6	2072	-19.0	3.53	29	NGC 5195	2	510	-18.8	4.63	9
MCG5-20-23	9	2021	-16.7			NGC 5194	4	462	-20.3		
NGC 3020	6	1432	-18.5	5.9	34	NGC 5257	3	6790	-21.0	1.35	37
NGC 3024	5	1460	-18.0			NGC 5258	3	6755	-21.3		
NGC*3185	1	1231	-18.5	11.3	62	NGC 5350	3	2310	-20.2	3.66	33
NGC 3187	5	1579	-17.6			NGC 5354	-2	2513	-20.0		
NGC 3227	3	1154	-19.8	2.33	11	NGC 5376	3	2070	-18.9	7.31	53
NGC 3226	-5	1356	-18.8			UGC 8859	9	1610	-17.8		
MCG0-27-5	3	5654	-21.2	11.2	231	NGC 5375	2	2321	-19.7	4.54	43
MCG0-27-4	-	4652	-19.7			PGC 049623	-	2405	-15.7		
NGC*3424	3	1460	-18.4	6:0	37	NGC 5383	3	2235	-20.3	3.48	32
NGC 3430	5	1595	-19.3			UGC 8877	8	2379	-17.2		
NGC 3447	9	1042	-16.7	1.52	6.4	NGC*5775	5	1632	-19.5	4.3	27
NGC 3447A	10	1062	-17.6			NGC 5774	7	1558	-18.9		
NGC*3690	9	3112	-21.3	0.5	6						
IC 694	8	3090	-21.0								

звездных величин галактик и взаимные расстояния центральных галактик и первого соседа определялись в указанных интервалах.

Результаты вычислений приведены в табл.2. В левой половине таблицы представлены данные для SB-галактик, а в правой - для SA-галактик. В соответствующих столбцах таблицы указаны интервалы радиальных скоростей и их средние значения для данного интервала, число галактик в интервалах, средние абсолютные величины центральных галактик, взаимные расстояния центральных галактик и первых соседей в минутах дуги и в килопарсеках.

Как видно из данных табл.2, средние радиальные скорости по интервалам

Таблица 2

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ SB- И SA- ГАЛАКТИК

ΔV_r $<V_r>$	n	M	d'_{1-2}	D_{1-2} кпк	ΔV_r $<V_r>$	n	M	d'_{1-2}	D_{1-2} кпк
		SB					SA		
1000-2000 1533	23	$-18^m.9$	6.6	42	1000-2000 1581	10	$-19^m.3$	8.7	55
2000-3000 2373	9	-19.9	4.3	44	2000-3000 2471	8	-20 .4	6.6	81
3000-4000 3470	9	-20 .5	6.7	93	3000-4000 3447	7	-20 .1	8.4	127
4000-5000 4007	1	-20 .5	6.8	109	4000-5000 4369	5	-20 .6	7.3	126
5000-6000 5304	6	-21 .2	8.7	184	5000-6000 5254	4	-20 .9	6.7	132
6000-7000 6609	3	-21 .1	7.1	173	6000-7000 6460	2	-20 .2	10.8	276

для SB- и SA - галактик почти не отличаются друг от друга. Нет систематических различий также в абсолютных звездных величинах. С другой стороны, можно заметить, что взаимные расстояния между центральными галактиками и их первыми соседями систематически меньше в случаях галактик с перемычкой. Среднее значение D_{1-2} для SB- галактик равно 77 кпк, между тем для SA- галактик оно достигает до 106 кпк. Это различие значимо на уровне 0.01.

Отметим, что в случае девяти SB-SB пар из табл.1 среднее значение равно 38 кпк. Однако эти пары находятся на существенно более близких расстояниях от нас.

Мы рассмотрели зависимости между различными параметрами галактик и их систем в выборках SB- и SA- галактик.

На рис.2 приведены зависимости взаимных расстояний центральных галактик и их первых соседей от абсолютных звездных величин центральных галактик. Прямыми на рисунках показаны линии регрессии. Аналитически эти зависимости выражаются следующими уравнениями:

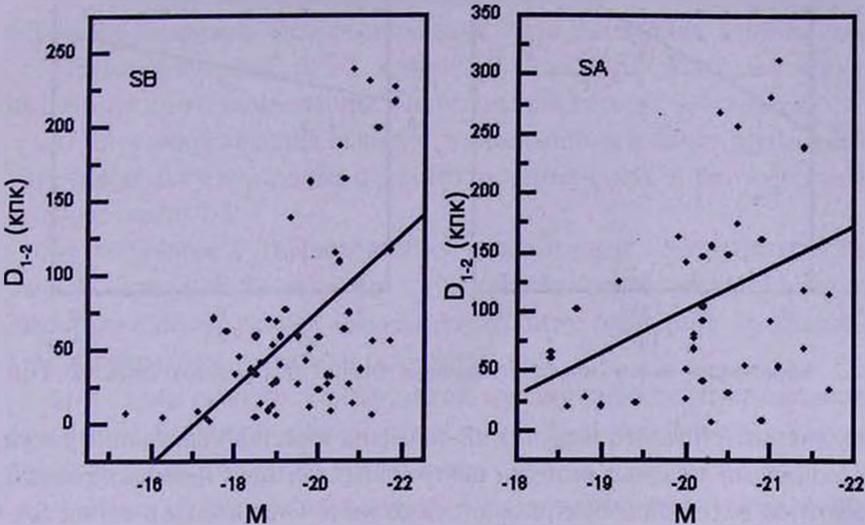

Рис.2 Корреляция между D_{1-2} и абсолютной звездной величиной центральной галактики.

$$D_{SB} = (-434.29 \pm 95.58) - (25.56 \pm 4.87) M_{SB}, \quad \text{для SB- галактик}$$
$$R = -0.557 \quad \text{и} \quad P < 10^{-4}$$

и

$$D_{SA} = (-612.0 \pm 298.4) - (35.71 \pm 14.71) M_{SA}, \quad \text{для SA-галактик}$$
$$R = -0.371 \text{ и } P = 0.0202 .$$

Здесь R -коэффициент корреляции, а P - значимость наблюдаемой зависимости.

Из приведенных данных видно, что зависимость D_{1-2} от M является достоверной в тех случаях, когда центральные галактики принадлежат морфологическому типу SB-, а в случае SA-галактик она очень слаба или, скорее, отсутствует вовсе. Таким образом, при уярчении центральной SB-галактики расстояние первых соседей от них в среднем увеличивается. Такую зависимость можно было ожидать, непонятно только почему она слабо выражена или даже отсутствует в случае SA-галактик.

Определенная корреляция наблюдается между морфологическими типами SB-галактик и их первых соседей: в среднем более ранние SB-галактики имеют компаньоны более ранних типов. В случае SA-галактик подобной зависимости не наблюдается (рис.3). Коэффициент корреляции в случае галактик с перемычкой равен R = 0.454, а значимость связи $P = 3.034 \cdot 10^{-4}$. Для SA-галактик имеем: R = 0.130 и P = 0.455.

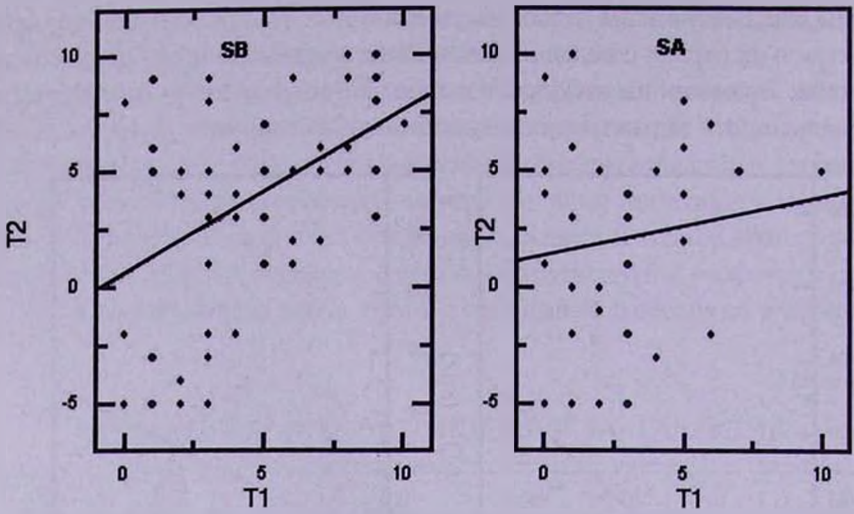

Рис.3. Корреляция между морфологическими типами центральных галактик и их первых соседей.

Наконец отметим, что в случае SB-галактик имеется корреляция также между разницами звездных величин центральных галактик и первых соседей и абсолютной величиной центральной галактики. Опять-таки в случае SA-галактик эта корреляция слаба или, скорее, отсутствует (рис. 4).

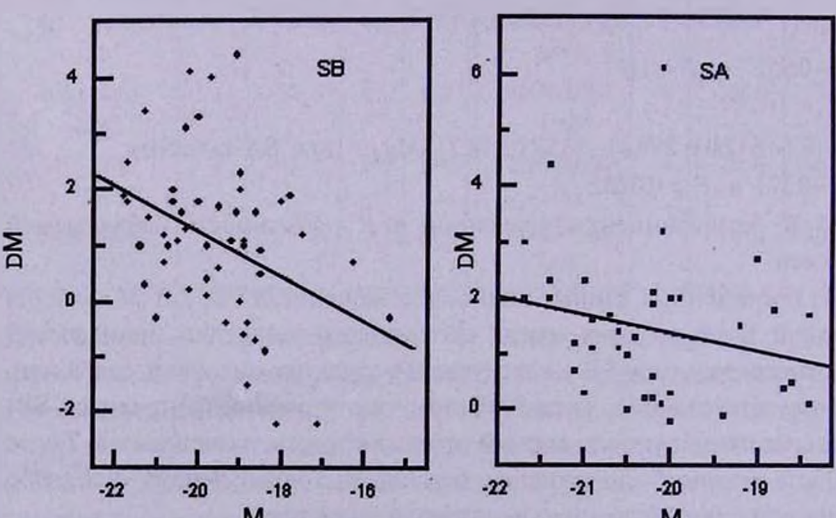

Рис.4. Зависимость разницы в звездных величинах первого соседа и центральной галактики от абсолютной величины центральной галактики.

Прямые на этом рисунке представляют линии регрессии, аналитические выражения которых следующие:

$\Delta M_{SB} = -6.869 - 0.407\, M_{SB}$ для SB-галактик

$R = -0.39$ и $P = 2.6 \cdot 10^{-3}$

и

$$\Delta M_{SA} = -5.204 - 0.329\, M_{SA} \quad \text{для SA-галактик}$$

$$R = -0.23 \text{ и } P = 1.59 \cdot 10^{-1}.$$

4. *Заключение.* В настоящей статье мы исследовали окружение ярких SB- и SA- галактик. Особое внимание было уделено их первым соседям.

Представлен список 51 яркой SB-галактики, имеющей физически связанные с ней компаньоны. Получены следующие результаты:

а) Число окружающих галактик, приходящихся на одну яркую галактику, одинаково для спиральных галактик с перемычкой и без перемычки и в среднем равно 1.7.

б) Расстояние D_{1-2} первых соседей от центральных SB-галактик в среднем равно 77 кпк, а от SA-галактик - 106 кпк. Это позволяет предполагать, что галактики с перемычкой в среднем имеют более тесно расположенные к ним компаньоны, чем галактики без перемычки.

в) В случае галактик с перемычкой при уярчении центральной галактики расстояние D_{1-2} увеличивается, что и можно было ожидать. Для SA-галактик подобной зависимости не наблюдается.

г) Имеется прямая зависимость между морфологическими подтипами центральных SB-галактик и их первых соседей: в среднем ближайшие компаньоны SB-галактик ранних типов также принадлежат ранним морфологическим типам. В случае спиралей без перемычки такой зависимости не имеется.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
им В.А.Амбарцумяна, Армения

INVESTIGATION OF BARRED SPIRALS. V. THE SURROUNDINGS OF SB- AND SA- GALAXIES

A.T.KALLOGHLIAN, R.A.KANDALIAN, V.G.PANAJYAN

By using the lists of bright barred, non barred galaxies and the LEDA database, the surroundings of SB- and SA- galaxies are investigated. Some differences between them are obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян*, Астрофизика, **41**, 5, 1998.
2. *А.Т.Каллоглян, Р.А.Кандалян*, Астрофизика, **41**, 185, 1998.
3. *Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян*, Астрофизика, **41**, 349, 1998.
4. *Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян*, Астрофизика, **41**, 599, 1998.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.7-355

СВЯЗИ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ GPS РАДИОИСТОЧНИКОВ

В.Г.ПАНАДЖЯН

Поступила 18 мая 1999
Принята к печати 30 июня 1999

Анализированы данные параметров полной выборки GPS радиоисточников, имеющиеся в литературе, с целью обнаружения статистических связей между ними. Обнаружены корреляции между следующими параметрами: 1) плотностей потоков в точках загиба спектров S_m от соответствующих наблюденных значений частот ν_m, 2) частот загиба спектров в неподвижной системе координат ν_{mm} от линейных размеров в проекции LS, 3) линейных размеров в проекции LS от красных смещений z, 4) плотностей потоков в точках загиба спектров GPS галактик S_m от соответствующих линейных размеров в проекции LS.

1. *Введение*. Часть внегалактических радиоисточников в радиоконтинууме имеет характерный внешний вид спекра: ярковыраженный узкий максимум на некоторой частоте ν_m, спектральный индекс на высоких частотах ($\nu > \nu_m$) $\alpha < -0.5$ (плотность потока $S \sim \nu^{\alpha}$), а на низких частотах ($\nu < \nu_m$) спектр загибается вниз ($\alpha > 0$), и при дальнейшем уменьшении частоты подъем спектра не наблюдается. В зависимости от величины частоты загиба спектра ν_m эти радиоисточники условно делятся на два подкласса: 1. Компактные радиоисточники с крутыми спектрами - CSS радиоисточники (Compact Steep Spectrum), если $\nu_m < 0.4(0.5)$ ГГц, и 2. GPS (GigaHertz-Peaked Spectrum) радиоисточники, имеющие пик вблизи 1 ГГц, если $\nu_m > 0.4(0.5)$ ГГц.

Изучению свойств CSS и GPS радиоисточников посвящено множество работ и им уделяется повышенное внимание, поскольку их природа и связь с эволюцией мощных двойных галактик не ясны [1]. Обзор свойств CSS и GPS радиоисточников по состоянию на 1997г. представлен в работе О'Деа [2]. В настоящее время существует полная комбинированная выборка CSS и GPS радиоисточников, содержащая 34 CSS и 33 GPS источника с плотностью потока на 5 ГГц > 1 Ян [3]. Полная выборка одних GPS радиоисточников приведена также в работе [1].

Для слабых GPS радиоисточников в литературе имеются отдельные выборки, но они не составляют полную выборку по определенному значению плотности потока [4-8].

В [3] для комбинированной полной выборки CSS и GPS радиоисточников получено соотношение между частотой загиба спектра в неподвижной системе координат ν_{rest} и линейными размерами в проекции LS. В $\lg\nu_{rest}$ - $\lg LS$ системе координат эти параметры показывают линейную зависимость:

$$\lg\nu_{rest} \approx -0.21(\pm 0.05) - 0.65(\pm 0.05)\lg LS,$$

где ν_{rest} в ГГц., LS в кпк.

Это соотношение стимулировало нас для поиска новых связей между параметрами полной выборки GPS радиоисточников.

В [9] предложена модель GPS радиоисточников, объясняющая их известные радио и оптические свойства, в частности антикорреляцию частоты загиба спектров в неподвижной системе координат ν_{rest} и линейных размеров радиоисточников в проекции LS комбинированной полной выборки CSS и GPS радиоисточников. Однако со временем выявляютя новые свойства и связи параметров CSS и GPS радиоисточников, которые нужно учитывать при построении новых моделей.

Основными параметрами CSS и GPS радиоисточников являются:

- наблюдаемая частота загиба спектра (пика), ν_m, ГГц,
- частота загиба спектра в неподвижной системе координат, ν_{rest}, ГГц,
- плотность потока в точке загиба спектра, S_m, Ян.,
- красное смещение, z,
- спектральный индекс на высоких частотах, α_{hf},
- спектральный индекс на низких частотах, α_{lo},
- линейный размер в проекции, LS, кпк,
- угловой размер, θ, миллисекунды дуги,
- оптическая величина, m,
- $\lg P$, P - мощность радиоисточника на 5 ГГц, Вт/Гц.

Загиб спектров CSS и GPS радиоисточников объясняется как в рамках свободно-свободного поглощения, так и в рамках теории синхротронного самопоглощения [9]. В предположении синхротронного самопоглощения радиоизлучения в однородном радиоисточнике для частоты загиба спектра имеется формула, впервые полученная В. Слышем [10] и Вильямсом [11], определяющая частоту загиба спектра с помощью наблюдаемых параметров - плотности потока в точке загиба спектра S_m, углового размера источника θ, напряженности магнитного поля источника B и красного смещения z. С помощью этой формулы при известных значениях S_m, ν_m, θ и z можно оценить напряженность магнитного поля в источнике B или отношение $B^{0.25}/LS$, где LS - линейные размеры источников в проекции. В [12] нами оценено отношение $B^{0.25}/LS$, для полной выборки GPS радиоисточников из работы [1].

Гистограмма полученных значений $B^{0.25}/LS$ величины показывает концентрацию вокруг 0.0073, что указывает на существование связей, по крайней мере, между теми параметрами GPS радиоисточников, которые входят в формулу синхротронного самопоглощения.

В настоящей работе, используя данные полной выборки GPS, радиоисточников из работы О'Деа (табл. 1 и 2 в [1]), мы попытались найти новые связи параметров GPS радиоисточников. При вычислениях в подвыборку GPS - галактик включены две галактики из табл.2 [1]: 2021+614 и 2050+364, удовлетворяющие критериям полной выборки GPS радиоисточников.

2. *Результаты.* Получены следующие корреляции между параметрами.

а) Имеюшиеся данные пазволяют получить зависимость для плотностей потоков S_m от наблюдаемых частот в точке загиба спектра ν_m и от частот загиба спектра в неподвижной системе координат ν_{rest}. Распределения GPS квазаров и галактик в ($\lg S_m$ - $\lg \nu_m$) системе координат приведены на рис.1. Имеется заметная корреляция между значениями плотностей потоков в точке загиба спектров S_m и соответствующими значениями частот ν_m как для полной выборки GPS радиоисточников (квазаров и галактик), так и для подвыборок, состоящих из одних GPS-галактик и GPS-квазаров.

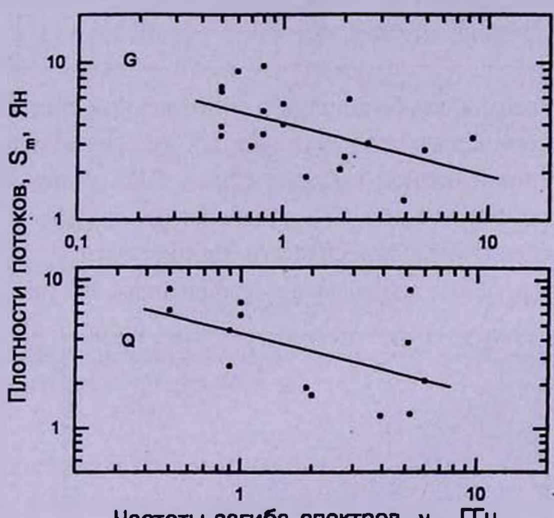

Рис.1. Зависимость плотностей потоков в точках загиба спектров S_m от соответствующих наблюденных значений частот ν_m полной выборки ярких GPS радиоисточников.

Соответствующие аналитические выражения, полученные методом наименьших квадратов, и их параметры приведены в табл.1, где в столбцах 1-6 соответственно даны: 1- выборка или подвыборка радиоисточников (G-галактики, Q-квазары), 2- полученное аналитическое выражение связи, 3- коэффициент корреляции, 4- стандартное отклонение, 5-количество источников выборки (подвыборки), 6- значимость коэффициента корреляции.

Распределения источников в системе координат ($\lg S_m$ - $\lg \nu_{rest}$) мало отличаются от аналогичных распределений в системе координат ($\lg S_m$ - $\lg \nu_m$), поэтому они не приводятся здесь. Однако аналитические выражения связей и их параметры приводятся в табл.1.

Таблица 1

ВЫРАЖЕНИЯ СВЯЗЕЙ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ GPS РАДИОИСТОЧНИКОВ И ИХ ПАРАМЕТРЫ

Выборка GPS	Выражение связи	R	SD	N	P
G	$\lg S_m = (0.60\pm0.05)-(0.37\pm0.13)\lg\nu_m$	-0.59	0.194	17	0.012
Q	$\lg S_m = (0.64\pm0.09)-(0.40\pm0.20)\lg\nu_m$	-0.52	0.277	13	0.068
G+Q	$\lg S_m = (0.61\pm0.04)-(0.37\pm0.10)\lg\nu_m$	-0.55	0.225	30	0.001
G	$\lg\nu_{rest} = -(0.3345\pm0.14)-(0.64\pm0.19)\lg LS$	-0.68	0.242	15	0.005
Q	$\lg\nu_{rest} = (0.294\pm0.187)-(0.43\pm0.17)\lg LS$	-0.61	0.370	12	0.035
G+Q	$\lg\nu_{rest} = -(0.104\pm0.136)-(0.59\pm0.15)\lg LS$	-0.62	0.381	27	6.0E-4
G	$\lg\nu_m = -(0.483\pm0.118)-(0.63\pm0.16)\lg LS$	-0.74	0.205	15	0.002
Q	$\lg\nu_m = -(0.078\pm0.182)-(0.38\pm0.17)\lg LS$	-0.58	0.359	12	0.048
G+Q	$\lg\nu_m = -(0.302\pm0.106)-(0.50\pm0.12)\lg LS$	-0.65	0.300	27	2.6E-4
G	$\lg S_m = (0.783\pm0.097)+(0.275\pm0.111)\lg LS$	0.553	0.205	16	0.026
G(CSS)	$LS = (2.49\pm2.11)+(5.71\pm2.41)z$	0.580	4.330	13	0.037

б) Зависимость частоты загиба спектра в неподвижной системе координат ν_{rest} от линейных размеров источников в проекции LS. Эта зависимость исследована как для комбинированной полной выборки CSS и GPS радиоисточников [3], так и для полной подвыборки одних CSS радиоисточников [13].

Наши исследования этой зависимости одной полной выборки GPS радиоисточников показывают аналогичную зависимость. На рис.2 приведены

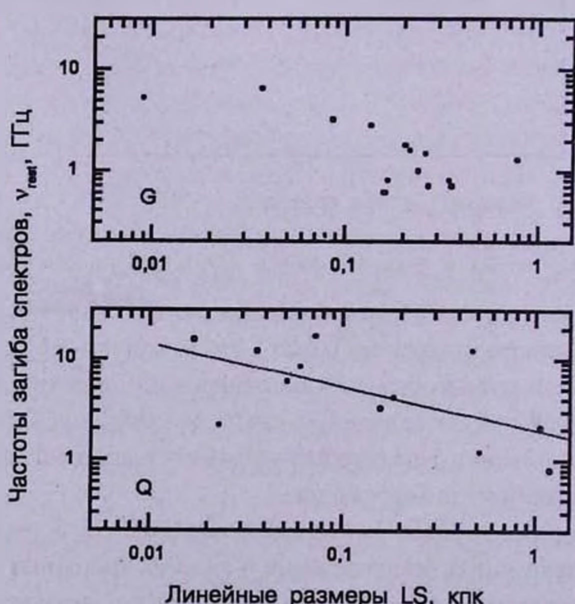

Рис.2. Зависимость частот загиба спектров в неподвижной системе координат ν_{rest} от линейных размеров в проекции LS полной выборки ярких GPS радиоисточников.

распределения GPS радиоисточников в системе координат ($\lg \nu_{res}$ - $\lg LS$) полной выборки GPS-квазаров и GPS-галактик. Оба распределения показывают схожую зависимость и приблизительно одинаковую степень корреляции. Выражения их линий регрессий и параметры корреляций тоже приведены в табл.1.

в) Определенный интерес представляет зависимость линейных размеров в проекции *LS* полной выборки GPS радиоисточников от красного смещения *z*. В [3], исследуя распределение линейных размеров в проекции комбинированной полной выборки GPS и CSS радиоисточников в плоскости (*LS* - *z*), корреляции между этими величинами не обнаружено. Однако наше иследование одной полной выборки GPS радиоисточников выявило корреляцию между этими параметрами как в суммарной выборке, включающей и галактики и квазары, так и в подвыборках, состоящих из одних GPS-галактик и GPS-квазаров (рис.3).

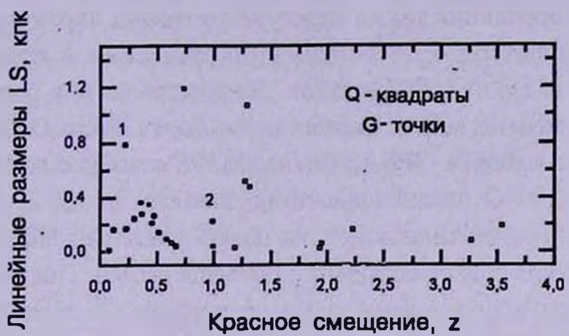

Рис.3. Зависимость линейных размеров в проекции *LS* полной выборки ярких GPS радиоисточников от красного смещения *z*.

Из этого рисунка видно следующее:

- красные смещения GPS-квазаров и GPS-галактик из полной выборки GPS радиоисточников лежат в интервалах $0.077 < z < 0.99$ и $0.631 < z < 3.544$ соответственно;

- в случае GPS-квазаров видна тенденция уменьшения *LS* с увеличением красного смещения, однако, определенной и достоверной аналитической зависимости не получено;

- значения линейных размеров в проекции *LS* подвыборки GPS-галактик показывают гауссообразное распределение с максимумом на $z \approx 0.4$. По обе стороны от этого значения линейные размеры в проекции *LS* убывают по степенным законам. Однако две точки (1 и 2) находятся вдали от этой кривой. Для сравнения на рис.4 приведено распределение значений (*LS*, *z*) одних галактик из полной выборки CSS радиоисточников из работы [2]. Гауссообразной формы распределения линейных размеров в проекции *LS* в системе координат (*LS*, *z*) в этом случае не наблюдается. Однако значения

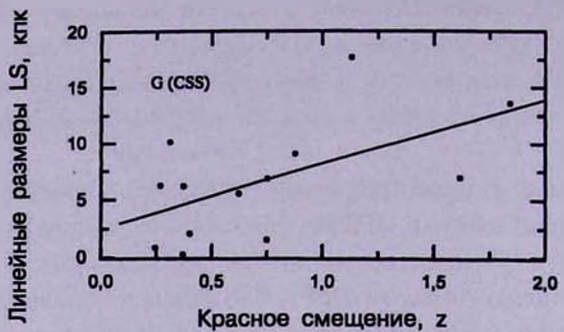

Рис.4. Зависимость линейных размеров в проекции галактик *LS* полной выборки ярких CSS радиоисточников от красного смещения z.

(LS, z) на этом рисунке удовлетворяют линейной зависимости $LS = A + Bz$ со значимостью коэффициента корреляции $P = 0.037$ (табл.1).

г) Имеется корреляция также между значениями плотностей потоков в точках загиба спектров S_m и линейными размерами в проекции LS в полной подвыборке ярких GPS-галактик. Параметры линии регрессии этой зависимости включены в табл.1. Полная подвыборка ярких GPS-квазаров и полная суммарная выборка GPS-галактик и GPS-квазаров зависимости S_m от z не показывают. С целью сравнения свойств ярких и слабых GPS радиоисточников в радиодиапазоне, изучению связей параметров слабых GPS радиоисточников будет посвящена отдельная работа. Полученные связи в дальнейшем будут использованы для исследования физической природы GPS радиоисточников.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория им.В.А.Амбарцумяна, Армения

CONNECTIONS BETWEEN SOME PARAMETERS OF GPS RADIO SOURCES

V.G.PANAJYAN

The radio parameters of the complete sample of GPS radio sources available in the literature were studied to find statistical connections between them. Correlations were found among pairs of the following parameters: i. observed ν_m and restframe ν_{rest} turnover frequencies vs corresponding flux densities S_m, ii. observed ν_m and restframe ν_{rest} turnover frequencies vs projected linear sizes LS, iii. projected linear sizes LS of the complete sample of GPS radio sources, subsamples

of GPS galaxies and GPS quasars and the galaxies of CSS complete sample vs redshifts z, iv. turnover flux densities S_m vs projected linear sizes LS. The distribution of the projected linear sizes LS of the complete sample of GPS galaxies vs redshift z shows gaussian form and the linear sizes of the galaxies of the CSS complete sample vs redshift z show linear connection.

ЛИТЕРАТУРА

1. *C.Stanghellini, C.P.O'Dea, D.Dallacasa, S.A.Baum, R.Fanti, C.Fanti*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **131**, 303, 1998.
2. *C.P.O'Dea*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **110**, 493, 1998.
3. *C.P.O'Dea, S.A.Baum*, Astron. J., **113**, 148, 1997.
4. *V.G.Panajyan*, Astrofizika, **38**, 694, 1995.
5. *В.Г.Панаджян*, Астрофизика, **41**, 377, 1998.
6. *G.A.Ohanyan*, Astrofizika, **38**, 697, 1995.
7. *I.A.G.Snellen, M.Zhang, R.T.Scilizzi, H.J.A.Rottgering, A.G. de Bruyn, G.K.Miley*, Astron. Astrophys., **300**,. 359, 1995.
8. *I.A.G.Snellen, R.T.Schilizzi, A.G.De Bruyn, G.K.Miley, R.B.Rengelink, H.J.A.Rottgering, M.N.Bremer*, Astron, Astrophys. Suppl. Ser., **131**, 435, 1998.
9. *G.V.Bicknell, M.A.Dopita, C.P.O'Dea*, Astrophys. J., **485**, 112, 1997.
10. *V.I.Slish*, Nature, **199**, 682, 1963.
11. *I.P.Williams*, Nature, **200**, 56, 1963.
12. *V.G.Panajyan*, proc. IAU Symp. **194** (in press).
13. *T.K.Menon*, Astron. J., **88**, 598, 1983.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.7-32

ВЕРХНИЙ ПРЕДЕЛ ДЛЯ УГЛОВОГО МОМЕНТА ГАЛАКТИК.I

Л.П.ОСИПКОВ
Поступила 25 мая 1999
Принята к печати 20 июня 1999

Скалярная теорема вириала позволяет найти верхний предел для углового момента произвольных стационарных самогравитирующих систем. Применение тензорной теоремы вириала для осесимметричных систем дает возможность снизить этот предел в полтора раза.

1. *Введение.* Величина максимальной угловой скорости, возможной для гравитирующих тел заданной массы, ищется свыше ста лет. В рамках теории фигур равновесия твердотельно вращающихся однородных гравитирующих жидкостей предельное значение угловой скорости нашел Пуанкаре в 1885г. Позднее Крудели, Никлиборд и др. снизили предел Пуанкаре вдвое. Эти работы подробно изложены, в частности, в книгах Аппелля [1], Идельсона [2], Субботина [3], Лихтенштейна [4] и Тассуля [5]. Укажем также на сравнительно недавние исследования Марданова [6,7]. Он снизил предел Пуанкаре для однородных фигур равновесия, удовлетворяющих следующим условиям: тело ограничено поверхностью вращения, поверхность фигуры равновесия пересекает ось вращения в точке, наиболее удаленной от экваториальной плоскости. Рассматривались и некоторые модели дифференциального вращения. Полученные для них неравенства приведены в монографиях Крата [8] и Тассуля [5].

В указанных работах существенно использовалось наличие у тела резкой границы, на форму которой накладывались разного рода математические ограничения. Звездные системы, обладая свойствами как непрерывности, так и дискретности, не имеют такой границы, для них основное тело переходит в корону [9]. Тем не менее, теорема вириала позволяет обобщить неравенство Пуанкаре и на дискретные твердотельно вращающиеся системы [9-11].

По распространенному мнению, угловая скорость сильно сплюснутых галактик фактически должна быть наибольшей и приближаться к пределу Пуанкаре. Но для эллипсоидов Маклорена максимальное вращение достигается лишь при отношении осей, равном 0.36769..., причем соответствующая величина угловой скорости меньше предельной по Пуанкаре в 4.4509... раза и меньше предельной для данного сжатия по Огородникову

[10] в 2.1167... раза. Если сплюснутость эллипсоида превосходит указанное предельное значение, то он вращается медленнее (см., например, [1,3,9]).

Развитие бесстолкновительной гравидинамики усложнило вопрос о связи сплюснутости и вращения. В частности, было показано, что теоретически возможны вращающиеся сферические модели [12.13]. Действительно, давно было известно, что для любого сферически симметричного потенциала возможны самогравитирующие равновесные модели, в которых все орбиты являются круговыми [14]. Для построения же вращающейся модели достаточно направить обращение всех частиц в одну сторону. Точно так же возможны модели "холодных" гравитирующих дисков, как невращающихся, так и вращающихся с максимальной скоростью (мы не обсуждаем здесь устойчивость этих моделей). Из интегрального уравнения для фазовой плотности стационарных осесимметричных систем с заданной пространственной плотностью следует, что нечетная по скоростям часть фазовой плотности (и, следовательно, распределение углового момента) не зависит явным образом от распределения масс [15].

С учетом этого удивление вызвали появившиеся в начале 70-х годов данные о том, что для сплюснутых галактик зависимость периода вращения от сжатия качественно такая же, как для эллипсоидов Маклорена (напр., [16]). Для объяснения такой зависимости привлекались различные космогонические и эволюционные соображения (например, [17-19]).

Как известно, в середине 70-х годов ситуация резко изменилась. Новые наблюдения показали, что скорость вращения эллиптических галактик слишком мала и в несколько раз меньше, чем для моделей с наблюдаемой сферичностью и изотропным распределением скоростей [20,21]. Согласно последним данным, приведенным, например, в обзоре де Зееува [22], независимо от видимой эллиптичности галактик ε_a доля их энергии вращения в полной кинетической энергии может принимать любые значения от нуля до ε_a. Причиной этого, скорее всего, является анизотропия распределения скоростей в галактиках [21,23-26]. К такому же эффекту для трехосных эллиптических галактик может приводить вращение вокруг средней оси галактик [26,27]. Согласно Генкину [28] наблюдаемое отношение энергии вращения к энергии остаточных движений возможно и при изотропном распределении скоростей, если принять во внимание значительное увеличение плотности к центру.

Данное исследование продолжает работы автора по гросс-динамике гравиплазмы [29-33]. Особенностью гросс-динамики является то, что она в равной мере справедлива как для дискретных, так и непрерывных моделей распределения вещества [13,34-37]. Для произвольных стационарных систем удается ограничить сверху величину углового момента.

На первый взгляд может показаться, что для бесстолкновительных гравитирующих систем сама постановка данной проблемы теряет смысл. Если система является бесконечно тонким диском, то при заданном распределении массы можно рассмотреть модель, в которой все частицы двигаются по круговым орбитам в одну сторону. Угловой момент такой модели будет, очевидно, наибольшим из возможных и может быть точно вычислен (хотя и не без технических трудностей). Однако для систем конечной толщины подобное построение не может быть выполнено. Доля энергии вращения в полной энергии и, следовательно, величина углового момента системы могут быть различными. Если же распределение масс не обладает ротационной симметрией, то круговые орбиты, вообще говоря, оказываются невозможными. В данной статье предполагается лишь стационарность в инерциальной системе отсчета. В следующей статье автора рассматриваются некоторые классы нестационарных систем.

2. *Уравнение Лагранжа - Якоби.* Рассмотрим изолированную систему гравитирующих точечных масс. Для нее вириал Клаузиуса совпадает с потенциальной энергией. Введем следующие обозначения: G - гравитационная постоянная, M - масса системы, T - кинетическая энергия (включающая энергию остаточных движений), W - потенциальная энергия, E - полная энергия системы, I - полный момент инерции. Будем исходить из уравнения Лагранжа - Якоби (например, [9,38]):

$$\frac{1}{2}\frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + W.$$

Для изолированной системы справедлив закон сохранения энергии

$$T + W = E = \text{const}.$$

Тогда

$$d^2 I/ dt^2 = 2(2E - W). \qquad (1)$$

Исходя из соображений размерности, можно записать, что

$$W = -k_1 G M^{5/2} I^{-1/2}. \qquad (2)$$

Здесь k_1 - безразмерный структурный множитель. Известно (например, [3]), что для однородного эллипсоида вращения с полуосями a, c

$$k_1 = 3\cdot 5^{-3/2}\left(3-e^2\right)^{1/2} e^{-1} \arcsin e, \quad e^2 = 1 - c^2/a^2.$$

В частности, для шара $k_1 \approx 0.4647$, а для диска $k_1 \approx 0.5961$. Значения множителя k_1 для большого числа сферических и эллипсоидальных моделей нашли Ферронский и др. [39]. Существенно, что k_1 меняется в зависимости от сферичности и закона плотности только в узких пределах. Однако для систем с резко различающимися ядром и гало значения структурных множителей могут сильно измениться (см. [40]).

Подставив выражение (2) для W через I в уравнение Лагранжа - Якоби, получаем, что

$$\ddot{I} = 4E + 2k_1 G M^{5/2} I^{-1/2}. \qquad (3)$$

Как обычно в гросс-динамике гравитирующих систем будем считать, что в ходе эволюции не только $M = \mathrm{const}$, но и $k_1 = \mathrm{const}$ (*предположение квазигомологичности*). Тогда уравнение Лагранжа - Якоби можно рассматривать как уравнение движения материальной точки под действием силы ($4E + 2k_1 GM^{5/2} I^{-1/2}$). Потенциал этой силы

$$\Pi(I) = 4EI + 4k_1 GM^{5/2} I^{1/2} = 4(E - W)I \tag{4}$$

был назван автором [30,41] *потенциалом инерции*. Запишем аналог соответствующего интеграла энергии [29,30]:

$$\frac{1}{2}\dot{I}^2 - \Pi(I) = \mathcal{E} = \mathrm{const}. \tag{5}$$

При численных экспериментах с гравитирующими системами (без смягчающего параметра!) равенством (5) можно пользоваться для проверки условия квазигомологичности. Будем называть его *интегралом инерционной энергии*.

Существование интеграла (5) позволяет полностью качественно исследовать решения уравнения Лагранжа - Якоби (3) [30]. Оказывается, что в интересующем нас сейчас случае $E < 0$, $\mathcal{E} < 0$ квазигомологическая эволюция гравитирующих систем сводится в одномерном гросс-динамическом приближении к незатухающим нелинейным колебаниям ("*вириальным колебаниям*"). Подобный же вывод ранее сделали Мак-Миллан [42], Чандрасекар и Элберт [43] и Ферронский и др. [39]. На качественном уровне колебательный характер эволюции гравитирующих систем предполагали еще Якоби [38] и Финли-Фрейндлих [44]. Численные эксперименты (например, [45,46]) показывают, что после начального коллапса и образования структуры "гало-ядро" эволюция может быть описана как вириальные колебания, медленно затухающие со временем. Нетрудно получить аналитическое решение уравнения (3). Его подробный вывод дан в монографии [39].

3. *Стационарные системы*. Как известно, для стационарных систем уравнение Лагранжа-Якоби (1) сводится к теореме вириала $2T + W = 0$. Комбинация ее с законом сохранения энергии дает известные соотношения $T = -E = \mathrm{const}$, $W = 2E = \mathrm{const}$. Через энергию можно выразить и момент инерции: $I = (k_1^2/4) G^{-2} M^5 (-E)^{-2}$. Интеграл инерционной энергии (5) дает равенство

$$4I(E - W) = (-\mathcal{E})$$

или

$$I = \frac{1}{4}\mathcal{E} / E. \tag{6}$$

Интересно, что в равенство (6) не входит структурный множитель k_1.

Сопоставляя равенства (2) и (6), получаем формулу, связывающую для стационарных систем интегралы $\mathcal{E}$ и E:

$$\mathcal{E} = k_1^2 G^2 M^2 / E. \tag{7}$$

4. *Вращение.* Кинетическая энергия звездных систем слагается из энергии остаточного движения (тепловой энергии), которую обозначим через Q, и энергии движения центроидов. Будем *предполагать*, что для стационарных систем движение центроидов сводится к вращению. Обозначим энергию вращения через K, так что $T = K + Q$:

Для изолированной системы сохраняется ее главный вектор момента количества движения $\mathbf{L}$. Если он отличен от нуля, то можно ввести ось вращения системы, т.е. ось, проходящую через барицентр и параллельную $\mathbf{L}$. Обозначим ее z. Пусть R - расстояние от произвольной точки до оси z. Обозначим $L = |\mathbf{L}|$, а I_R, I_z - соответствующие моменты инерции. Очевидно, что $I = I_R + I_z$.

Для систем, вращающихся твердотельно с угловой скоростью ω, как известно, $L = \omega I_R$. Поскольку $K = \frac{1}{2} I_R \omega^2$, то $K = \frac{1}{2} L^2 I_R^{-1}$. В общем случае дифференциального вращения запишем, что

$$K = k_2 L^2 I_R^{-1}, \tag{8}$$

где k_2 - безразмерный структурный множитель, зависящий от распределения внутри системы плотности и углового момента. Например, для однородного сфероида, дифференциально вращающегося с постоянной линейной скоростью $v(R,z) = \text{const}$ независимо от сплюснутости сфероида $k_2 = (1/5)(16/(3\pi))^2 \approx 1.0375$ [47] (а при твердотельном вращении $k_2 = 1/2$). Для диска с постоянной поверхностной плотностью и кеплеровским вращением $k_2 = 25/32 \approx 0.7813$. В случае однородного сфероида с цилиндрическим кеплеровским вращением

$$k_2 = \frac{6}{5}\left(\frac{7\Gamma(7/4)}{12\Gamma(5/4)}\right)^2 \approx 0.4198.$$

Интересно было бы найти ограничения на значения k_2 для достаточно широкого класса распределений масс. Этот вопрос автор надеется рассмотреть в специальной статье. Величину

$$\omega = (2k_2)^{1/2} L I_R^{-1}$$

будем рассматривать как эффективную угловую скорость.

На основании теоремы вириала для стационарных систем можно записать, что $K = (-W)/2 - Q$. Тогда

$$K \le \frac{1}{2}(-W),$$

причем знак равенства достигается только для "холодных" систем, в которых все частицы движутся по круговым орбитам. Переходя в соответствии с (8) от энергии вращения K к угловому моменту L, перепишем последнее неравенство в следующем виде:

$$L^2 \le L_{\rm m}^2, \quad L_{\rm m}^2 = (2k_2)^{-1} I_R(-W). \qquad (9)$$

Итак, для произвольных стационарных гравитирующих систем найден верхний предел для величины момента количества движения. Вводя эффективную угловую скорость ω, можно записать, что

$$\omega^2 \le \omega_{\rm m}^2, \quad \omega_{\rm m}^2 = I_R^{-1}(-W). \qquad (10)$$

Это неравенство и является обобщенным неравенством Пуанкаре. В случае твердотельного вращения оно переходит в неравенство, полученное Огородниковым [10].

Использование вместо теоремы вириала закона сохранения энергии дает вдвое большее значение квадрата предельной угловой скорости.

5. *Другие формы обобщенного неравенства Пуанкаре.* Прежде всего заметим, что вместо теоремы вириала мы могли бы использовать интеграл инерционной энергии (6). Действительно, запишем последний в виде $4IT = -\mathcal{E}$ или $K + Q = (-\mathcal{E})/(4I)$. Тогда опять получаем, что

$$K \le -\frac{1}{4}\mathcal{E}/I = -\frac{1}{2}W.$$

Преобразуем полученные верхние пределы (10), (9) для эффективной угловой скорости $\omega_{\rm m}$ и углового момента $L_{\rm m}$ так, чтобы в них явным образом входила зависимость от сплюснутости. С этой целью сначала запишем $\omega_{\rm m}^2$, $L_{\rm m}^2$ в следующем виде:

$$\omega_{\rm m}^2 = k_1 G M^{5/2} (I/I_R) I^{-3/2},$$

$$L_{\rm m}^2 = k_1 (2k_2)^{-1} G M^{5/2} (I/I_R)^{-1} I^{1/2}.$$

Безразмерное отношение (I/I_R) будет определяться эффективной сплюснутостью системы. Введем безразмерную величину

$$\varepsilon^2 = 2I_z / I_R. \qquad (11)$$

Параметр ε совпадает со сферичностью сфероидальной гомотетической модели ([48], формула (2.16)). В сферическом случае $\varepsilon = 1$, а для диска $\varepsilon = 0$. Получаем, что $(I/I_R) = (2+\varepsilon^2)/2$ и

$$\omega_{\rm m}^2 = (k_1/2)(2+\varepsilon^2) G M^{5/2} I^{-3/2},$$

$$L_{\rm m}^2 = (k_1/k_2)(2+\varepsilon^2)^{-1} G M^{5/2} I^{1/2}.$$

Теперь выразим момент инерции I через потенциальную энергию W. Тогда

$$\omega_{\rm m}^2 = (2k_1^2)^{-1}(2+\varepsilon^2) G^{-2} M^{-5} (-W)^3, \qquad (12)$$

$$L_{\rm m}^2 = (k_1^2/k_2)(2+\varepsilon^2)^{-1} G^2 M^5 (-W)^{-1}. \qquad (13)$$

По этим формулам можно оценить максимальное возможное вращение галактик, для которых нет кинематических данных наблюдений, но можно оценить W по данным фотометрии (считая известным отношение "масса-светимость"). Вместо потенциальной энергии можно записать в (13) ее выражения через полную или инерционную энергию системы:

$$L_m^2 = k_1^2/(2k_2)^{-1}(2+\varepsilon^2)^{-1}G^2M^5(-E)^{-1}, \tag{14}$$

$$L_m^2 = (2k_2)^{-1}(2+\varepsilon^2)^{-1}(-\mathcal{E}). \tag{15}$$

6. *Безразмерный гросс-параметр вращения*. В классической теории однородных твердотельно вращающихся жидких тел важную роль играет безразмерный параметр $\Omega = \omega^2/(2\pi G\rho)$, где ρ - плотность жидкости. Неравенство Пуанкаре можно записать в виде $\Omega < 1$, а для эллипсоидов Маклорена $\Omega < 0.22467...$ Марданов [7] нашел, что на рассмотренном им классе фигур равновесия $\Omega < 0.29538...$ Введем аналогичную величину в общем случае. Сначала определим эффективную плотность ρ_e равенством

$$\rho_e = 3(2\pi)^{-1}k_3^{3/2}M^{5/2}I_R^{-1}I_Z^{-1/2}, \tag{16}$$

где k_3 - безразмерный множитель. Для того, чтобы для однородного эллипсоида его плотность совпадала с ρ_e, необходимо, чтобы $k_3 = 1/5$. Полагая в общем случае $k_3 = 1/5$, мы конкретизируем физический смысл введенной величины: ρ_e - это плотность такого однородного эллипсоида вращения, у которого масса M и моменты инерции I_R, I_z такие же, как и у исследуемой системы.

Перепишем (16), используя параметр сферичности ε,

$$\rho_e = 3(4\pi)^{-1}k_3^{3/2}\varepsilon^{-1}(2+\varepsilon^2)^{3/2}M^{5/2}I^{-3/2}.$$

Введем теперь безразмерную величину

$$\Omega = \omega^2/(2\pi G\rho_e).$$

Получаем, что

$$\Omega = k_4\,\varepsilon(2+\varepsilon^2)^{1/2}G^{-1}M^{-5/2}L^2I^{-1/2}, \tag{17}$$

где $k_4 = k_2k_3^{-3/2}/3$. Полагая $k_2 = 1/2$, $k_3 = 1/5$, получаем, что $k_4 \approx 1.8634$. Это значение k_4 зафиксируем в определении гросс-параметра Ω. Аналогичную величину ранее вводили Генкин и Генкина [18,49], полагавшие, что она определяет тип галактики.

Динамическое состояние системы может характеризоваться также безразмерным отношением $K/(-W)$ (см. [50]). Получаем, что

$$K/(-W) = k_2(2k_1)^{-1}(2+\varepsilon^2)G^{-1}M^{-5/2}L^2I^{-1/2}. \tag{18}$$

Сравнивая с величиной Ω, видим, что

$$\frac{K}{(-W)}=\frac{3}{2}\frac{k_3^{3/2}}{k_1}\left(2+\varepsilon^2\right)^{1/2}\varepsilon^{-1}\Omega.$$

В случае $k_1=1/2$, $k_3=1/5$ числовой множитель в последнем соотношении равен приблизительно 0.2683.

Известно, что эллиптические галактики обладают примерно одинаковой структурой, соответствующей эмпирическому закону поверхностной плотности де Вокулера. Тогда получаем, что если параметр Ω не зависит от масштаба системы, а зависит только от сплюснутости, как единственного структурного параметра, $\Omega = f(\varepsilon)$, то $f(\varepsilon)\propto\varepsilon\left(2+\varepsilon^2\right)^{1/2}$, а

$$L^2M^{-5/2}I^{-1/2}\approx \text{const}.$$

Последнее соотношение можно получить из общих принципов анализа размерностей, и, по-видимому, она согласуется с наблюдательными данными о галактиках (см. [53]).

В большом числе работ обсуждается зависимость "угловой момент - масса" для галактик и иных астрономических объектов (см. [54]). С хорошей точностью реализуется соотношение $LM^{-\alpha}\approx\text{const}$ с $\alpha=5/3$. Тогда $M^{2\alpha-5/2}\,I^{-1/2}\approx\text{const}$ и эффективная плотность $\rho_e\propto M^{10-6\alpha}$. В случае $\alpha=5/3$ плотность не зависит от массы. Величину $LM^{-5/3}$ Поляченко и др. [55] назвали нормированным моментом. Эти авторы считали, что его относительно большее значение должно отличать пересеченные спирали от простых.

Обобщенное неравенство Пуанкаре (10) с учетом (12) и (17) записывается теперь в следующем виде:

$$\Omega<\Omega_m, \tag{19}$$

где $\Omega_m=\omega_m^2/\left(2\pi G\rho_e\right)$. Получаем, что $\Omega_m=\left(k_1/3\right)k_3^{-3/2}\,\varepsilon\left(2+\varepsilon^2\right)^{-1/2}$, или

$$\Omega_m=\left(k_1/k_2\right)k_4\,\varepsilon\left(2+\varepsilon^2\right)^{-1/2}. \tag{20}$$

7. ***Применение тензорной теоремы вириала.*** Применение теоремы вириала в ее обычной скалярной форме не дает возможности разделить остаточные движения, происходящие параллельно и перпендикулярно оси вращения. Можно думать, что такое разделение позволило бы найти более низкое значение для предельной угловой скорости.

Запишем для стационарных осесимметричных гравитирующих систем тензорную теорему вириала [34-36]:

$$2\left(K+Q_1\right)=-W_R,\quad 2K_z=-W_z. \tag{21}$$

Здесь Q_1, Q_z - кинетические энергии остаточных движений соответственно параллельно и перпендикулярно экваториальной плоскости $z=0$, W_R, W_z

- компоненты тензора потенциальной энергии. Получаем из (21), что

$$K \le -W_R/2$$

или

$$L^2 \le L_*^2, \quad L_*^2 = (2k_2)^{-1} I_R(-W_R). \tag{22}$$

Можно записать, что

$$W_R = -k_5 G M^{5/2} I_R I^{-3/2},$$

или

$$W_R = -(2k_5)(2+\varepsilon^2)^{-1} G M^{5/2} I^{-1/2},$$

Для однородного эллипсоида вращения с полуосями a и c получаем, используя формулы Чандрасекара и Лебовица[51], что

$$k_5 = (3/2)\cdot 5^{-3/2}(3-e^2)^{3/2} e^{-3}\left(\arcsin\, e - e\sqrt{1-e^2}\right),\ e^2 = 1 - c^2/a^2.$$

Для шара и диска $k_5 = k_1$. Отношение k_5/k_1 принимает свое наибольшее значение, равное 1.1386..., при $e \approx 0.8966$. Для $e < 0.7$ и $e > 0.98$ это отношение меньше 1.1. Квадрат предельного углового момента

$$L_*^2 = 2k_5 k_2^{-1}(2+\varepsilon^2)^{-1} G M^{5/2} I^{1/2} = 2k_1 k_5 k_2^{-1} G^2 M^5 (-W)^{-1}. \tag{23}$$

Отношение двух предельных значений $L_*^2/L_m^2 = W_R/W$. Для шара оно равно 2/3, для диска 1. Для модели однородного эллипсоида вращения $W_R/W = 2(k_5/k_1)(3-e^2)^{-1}$. Для неоднородных эллипсоидальных тел это отношение можно вычислить по формулам, приводимым ван-Вийком [34], Робертсом [52], Кузминым [36] и Кондратьевым [26].

Итак, применение тензорной теоремы вириала позволило снизить предельное значение углового момента для систем, близких к сферическим, почти в полтора раза.

8. *Основные результаты.* Для произвольных вращающихся гравитирующих систем введены потенциал инерции

$$\Pi(I) = 4(E-W)I,$$

интеграл инерционной энергии

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2}\dot I^2 - \Pi(I)$$

и эффективная угловая скорость

$$\omega = (2k_2)^{1/2} L_R^{-1},$$

где k_2 - безразмерный структурный множитель, определенный равенством

$$k_2 = K L^{-2} I_R.$$

Для произвольных стационарных вращающихся гравитирующих систем показано, что эффективная угловая скорость

$$\omega^2 \le \omega_m^2, \quad \omega_m^2 = I_R^{-1}(-W),$$

а квадрат момента количества движения

$$L^2 \le (2k_2)^{-1}(2+\varepsilon^2)^{-1}(-\mathcal{E}),$$

где $\varepsilon = (2I_z/I_R)^{1/2}$ - эффективная сферичность системы.

Найдено, что для стационарных вращающихся гравитирующих систем, обладающих ротационной и зеркальной симметрией,

$$L^2 \le (2k_2)^{-1} I_R(-W_R).$$

Данное исследование отчасти поддержано Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 95-02-05007 и 96-02-19658) и выполнено в соответствии с Государственной комплексной научно-технической программой России "Астрономия" (проект 1.2.4.5). Автор благодарен С.А.Кутузову за полезные замечания.

Санкт-Петербургский государственный
университет, Россия

THE UPPER LIMIT FOR ANGULAR MOMENTUM OF GALAXIES. I

L.P.OSSIPKOV

By using the scalar virial theorem we find the upper limit for angular momentum of arbitrary steady-state self-gravitating systems. The tensor virial equations for axisymmetric systems allow to reduce the above limit in one and half times for nearly spherical systems.

ЛИТЕРАТУРА

1. *П.Аппелль*, Фигуры равновесия вращающейся однородной жидкости, ОНТИ, М., 1936.
2. *Н.И.Идельсон*, Теория потенциала, ОНТИ, Л., М., 1936.
3. *М.Ф.Субботин*, Курс небесной механики, т. 3, Гостехиздат, Л., М., 1949.

4. *Л.Лихтенштейн*, Фигуры равновесия вращающейся жидкости, Наука, М., 1965.
5. *Ж.-Л.Тассуль*, Теория вращающихся звезд, Мир, М., 1982.
6. *А.Марданов*, Вестн. Ленинградск. ун-та, №19, 121, 1977.
7. *А.Марданов*, Вестн. Ленинградск. ун-та, №7, 143, 1978.
8. *В.А.Крат*, Фигуры равновесия небесных тел, Гостехиздат, М., Л., Гостехиздат, 1950.
9. *К.Ф.Огородников*, Динамика звездных систем, Физматгиз, М., 1958.
10. *К.Ф.Огородников*, Докл. АН СССР, **116**, 38, 1957.
11. *M.D.Milder*, Astrophys. J., **145**, 109, 1966.
12. *D.Lynden-Bell*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **120**, 204, 1960.
13. *Г.М.Идлис*, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, **1**, 3, 1961.
14. *В.В.Степанов*, Астрон. ж., **5**, 132, 1928.
15. *D.Lynden-Bell*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **122**, 447, 1962.
16. *Б.А.Воронцов-Вельяминов*, Внегалактическая астрономия, Физматгиз, М., 1978.
17. *D.J.Crampin*, *F. Hoyle*, Astrophys. J., **140**, 99, 1964.
18. *И.Л.Генкин*, *Л.М. Генкина*, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, **19**, 8, 1972.
19. *К.Ф.Огородников*, в кн.: "Динамика и эволюция звездных систем", Изд. ВАГО, ГАО АН СССР, М., Л., 1975, с. 14.
20. *G.Illingworth*, Astrophys. J., **218**, L43, 1977.
21. *J.J.Binney*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **183**, 501, 1978.
22. *P.T. de Zeeuw*, in "The Formation and Evolution of Galaxies", Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1994, p. 235.
23. *J.J.Binney*, Phil. Transact. Roy. Soc. (London), **A296**, 325, 1980.
24. *J.J.Binney*, in "Structure and Evolution of Normal Galaxies", Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1981, p. 55.
25. *Б.П.Кондратьев*, Письма в Астрон. ж., **7**, 83, 1981.
26. *Б.П.Кондратьев*, Астрон. ж., **60**, 858, 1978.
27. *Б.П.Кондратьев*, Динамика эллипсоидальных гравитирующих фигур, Наука, М., 1989.
28. *И.Л.Генкин*, Вестн. Казахск. гос. ун-та, сер. физ., №93, 30, 1998.
29. *Л.П.Осипков*, Астрон. циркуляр, №1181, 4, 1981.
30. *Л.П.Осипков*, в кн.: "Звездные скопления и проблемы звездной эволюции", Изд. Уральск. ун-та, Свердловск, 1983, с. 20.
31. *Л.П.Осипков*, Астрон. циркуляр, №1359, 7, 1985.
32. *Л.П.Осипков*, в кн.: "Астрономо-геодезические исследования", Изд. Уральск. ун-та, Свердловск, 1985, с. 9.
33. *Л.П.Осипков*, в кн.: "Проблемы физики и динамики звездных систем", Изд. Ташкентск. ун-та, Ташкент, 1989, с. 52.
34. *U. van Wijk*, Ann. Astrophys, **12**, 81, 1949.
35. *I.R.King*, Astron. J., **66**, 68, 1961.
36. *Г.Г.Кузмин*, Публ. Тартуск. астрон. обсерв., **34**, 10, 1963.
37. *S.Chandrasekhar*, *E.P.Lee*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **139**, 135,

1968.
38. *К.Якоби*, Лекции по динамике, ОНТИ, Л., М., 1936.
39. *V.I.Ferronsky*, *S.V.Denisik*, *S.V.Ferronsky*, Jacobi Dynamics, Reidel, Dordrecht, 1985.
40. *Е.М.Нежинский*, *Л.П.Осипков*, Астрон. ж., **46**, 688, 1969.
41. *Л.И.Осипков*, Вестн. С.-Петербургск. ун-та, сер. 1, вып. 3, 125, 1993.
42. *В.Д.Мак-Миллан*, Динамика твердого тела, ИЛ, М., 1951.
43. *S.Chandrasekhar*, *D.Elbert*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **155**, 435, 1972.
44. *E.Finlay-Freundlich*, Mon. Notic, Roy. Astron. Soc., **107**, 137, 1947.
45. *В.А.Брумберг*, *Л.М.Генкина*, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, **35**, 8, 1981.
46. *M.David*, *S.Theuns*, Mon. Notic, Roy. Astron. Soc., **240**, 957, 1989.
47. *P.Brosche*, Astron. Astrophys., **6**, 240, 1970.
48. *С.А.Кутузов*, Публ. Тартуск. астрофиз. обсерв., **36**, 379, 1967.
49. *И.Л.Генкин*, *Л.М.Генкина,* Тр. Астрофиз. ин-та Ан КазССР, **12**, 90, 1969.
50. *Дж.П.Острайкер*, в кн.: "Происхождение Солнечной Системы", Мир, М., 1976, с. 221.
51. *S.Chandrasekhar*, *N.R.Lebovitz*, Astrophys. J., **136**, 1037, 1962.
52. *P.H.Roberts*, Astrophys. J., **138**, 809, 1963.
53. *Э.А.Дибай*, *С.А.Каплан*, Размерности и подобие астрофизических величин, Наука, М., 1976.
54. *М.Г.Абрамян*, *Д.М.Седракян*, Астрофизика, **23**, 35, 1985.
55. *В.Л.Поляченко*, *В.С.Сынах*, *А.М.Фридман*, Астрон., ж., **48**, 1174, 1971.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.6

ФОРМИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЪЕКТОВ ПО МАССАМ В ПЕРВОНАЧАЛЬНО ОДНОРОДНОМ ПОЛЕ. I. СЛИЯНИЯ В ОДНОКОМПОНЕНТНОМ МНОЖЕСТВЕ ЧАСТИЦ

А.А.ВЬЮГА

Поступила 28 июня 1999
Принята к печати 20 июля 1999

В схеме последовательности сложных испытаний построена случайная величина ξ числа парных слияний в конечном множестве частиц. Пусть T_0, T_1, T_2, ... , T_m, ... - последовательность моментов времени. Тогда имеем дискретную аппроксимацию процесса слияний однородной цепью Маркова.

1. *Введение.* Чтобы описать формирование распределения объектов по массам в первоначально однородном поле требуется допустить возможность взаимодействия элементов поля в виде слияний. Генерация массивного объекта есть длительный и зависящий от многих обстоятельств процесс. На разных этапах эволюции взаимодействие формирующегося объекта с окружающей средой, сопровождающееся изменением массы и внутренней структуры объекта, происходит различным образом. На начальной стадии синтез доминирует, так как для разрушения малой частицы требуется энергичное "лобовое" попадание, что при очень малой пространственной плотности частиц чрезвычайно маловероятно, и в то же время для слияния достаточны гораздо менее жесткие условия. В этот период роста в диффузной среде кратные слияния ввиду разреженности вещества происходят на несколько порядков реже, чем парные слияния. С увеличением размеров тела растет вероятность лобового попадания с частичным разрушением, нарастает также и вероятность кратных слияний в виде притока малых частиц к гораздо более крупному телу.

2. *Модельная задача.* Рассмотрим здесь модельную задачу о конечной совокупности, в которой происходят парные слияния частиц, но кратные слияния и дробление составных частиц отсутствуют. В качестве частиц могут выступать, например, нуклоны, составляющие диффузной материи, одиночные или кратные звезды, галактики.

Пусть совокупность включает N одинаковых частиц, допускающих парные слияния. Примем, что одна частица может принять участие только в одном слиянии. Тогда в совокупности имеется C_N^2 пар частиц, но может произойти не более $[N/2]$ слияний.

Предположим, что слияние произвольно взятой пары происходит с вероятностью p и не происходит с вероятностью $q = 1 - p$. Величина p определяется взаимным положением, скоростями, свойствами частиц, общими свойствами совокупности. Так в рассмотрении неявным образом участвует фазовое пространство ([1,2]).

Пусть ξ_N - случайная величина, значения которой показывают, сколько слияний произошло в совокупности объемом N. Найдем распределение с. в. ξ_N, используя схему сложного тестирования ([3-5], см. также [6]).

Занумеруем частицы совокупности и расположим множество виртуальных пар в следующем естественном порядке:

$$
\begin{array}{llll}
(1,2) & & & \\
(1,3) & (2,3) & & \\
(1,4) & (2,4) & (3,4) & \\
\multicolumn{4}{l}{\dots\dots\dots\dots\dots\dots} \\
(1,N) & (2,N) & \cdots & (N-1,N)
\end{array}
\qquad (1)
$$

Схема тестирования пар такова: 1) если какая-то пара (i, j) обнаруживает слияние (вероятность слияния для всех пар равна p), то из последовательности пар удаляются все пары, включающие частицу i или j, 2) если ни одна из виртуальных пар (i, j) не реализовалась, то из последовательности удаляются только пары с частицей i.

Расположение виртуальных пар для тестирования в последовательности (1) обеспечивает марковость с. в. ξ_N по N и соответствует той физической ситуации, когда увеличение объема рассматриваемой совокупности частиц от N до $N+1$ означает либо увеличение области пространства, либо увеличение плотности за счет добавления извне еще одной частицы - при этом слияние частиц внутри совокупности происходит с большим приоритетом, чем слияние с добавленной частицей. Возможно и иное расположение виртуальных пар в последовательности для тестирования, однако при этом вывод результирующего распределения затруднителен и само результирующее распределение имеет весьма искусственный вид.

Итак, если $N = 2$,то

$$
\begin{aligned}
&P(\xi_2 = 0) = P_2(0) = q \\
&P(\xi_2 = 1) = P_2(1) = p = 1 - q.
\end{aligned}
\qquad (2)
$$

Обозначим I_{ij} событие, состоящее в том, что соединились частицы с номерами i и j. Если $N = 3$, то значению $\xi_3 = 1$ соответствует цепочка событий $I_{12} + \overline{I_{12}}\left(I_{13} + \overline{I_{13}}\, I_{23}\right)$, а $\xi_3 = 0$ соответствует $\overline{I_{12}} \cdot \overline{I_{13}} \cdot \overline{I_{23}}$. Поэтому $P_3(1) = p + (1-p)\left(p + (1-p)\,p\right)$. Таким образом,

$$
P_3(0) = q^3, \qquad P_3(1) = 1 - q^3. \qquad (3)
$$

Очевидно, что для всех N

$$P_N(0) = q^{C_N^2}. \tag{4}$$

Одно слияние на совокупности из $N+1$ частиц может произойти в двух несовместных вариантах (рис. 1): а) имело место одно слияние на N частицах и добавочная частица не присоединилась ни к одной из N - 2 оставшихся свободными частиц; б) на N частицах отсутствует слияние и добавочная частица присоединилась к одной из N частиц. Таким образом, в силу формулы полной вероятности имеем рекуррентное соотношение:

$$P_{N+1}(1) = P_N(1)q^{N-2} + P_N(0)\left(1-q^N\right). \tag{5}$$

Из (5) с учетом (4), (3) находим по индукции

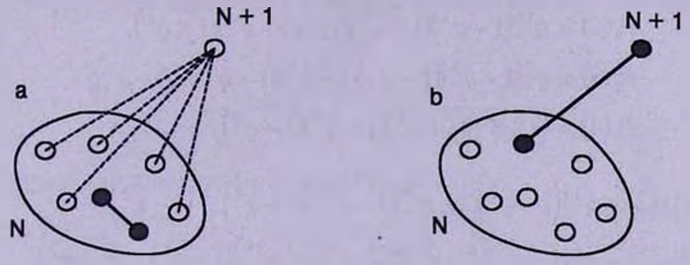

Рис.1. К выводу формулы (4). Ровно одно слияние на множестве из $N+1$ частицы может произойти двояким образом.

$$P_N(1) = q^{C_{N-2}^2} \sum_{j=1}^{N-1} \left(1-q^j\right) q^{j-1}. \tag{6}$$

Выполняя суммирование, получаем

$$P_N(1) = \frac{\left(1-q^N\right)\left(1-q^{N-1}\right) q^{C_{N-2}^2}}{1-q^2}. \tag{7}$$

Точно так же для $k>1$ можно записать рекуррентное соотношение

$$P_{N+1}(k) = P_N(k)q^{N-2k} + P_N(k-1)\left(1-q^{N-2k+2}\right), \quad N \geq 2k-1. \tag{8}$$

Для $N=4$ и $N=5$ вследствие (4), (7), (8):

$$P_4(0) = q^6, \quad P_4(1) = q\left(1+q^2\right)\left(1-q^3\right), \quad P_4(2) = (1-q)\left(1-q^3\right); \tag{9}$$

$$P_5(0) = q^{10}, \quad P_5(1) = q^3\left(1+q^2\right)\left(1-q^5\right), \quad P_5(2) = \left(1-q^3\right)\left(1-q^5\right). \tag{10}$$

Пользуясь соотношением (8), найдем распределение с.в. ξ_N в общем случае.

Для $N=6\div 10$ находим:

$$P_6(2)=q\left(1-q^3\right)\left(1-q^5\right)\left(1+q^2+q^4\right),$$
$$P_6(3)=\left(1-q\right)\left(1-q^3\right)\left(1-q^5\right); \tag{11}$$

$$P_7(2)=q^3\left(1-q^5\right)\left(1-q^7\right)\left(1+q^2+q^4\right),$$
$$P_7(3)=\left(1-q^3\right)\left(1-q^5\right)\left(1-q^7\right); \tag{12}$$

$$P_8(2)=q^6\left(1-q^5\right)\left(1-q^7\right)\left(1+q^2+q^4\right)\left(1+q^4\right),$$
$$P_8(3)=q\left(1-q^3\right)\left(1-q^5\right)\left(1-q^7\right)\left(1+q^2+q^4+q^6\right), \tag{13}$$
$$P_8(4)=\left(1-q\right)\left(1-q^3\right)\left(1-q^5\right)\left(1-q^7\right);$$

$$P_9(2)=q^{10}\left(1-q^7\right)\left(1-q^9\right)\left(1+q^2+q^4\right)\left(1+q^4\right),$$
$$P_9(3)=q^3\left(1-q^5\right)\left(1-q^7\right)\left(1-q^9\right)\left(1+q^2+q^4+q^6\right), \tag{14}$$
$$P_9(4)=\left(1-q^3\right)\left(1-q^5\right)\left(1-q^7\right)\left(1-q^9\right);$$

$$P_{10}(2)=q^{15}\left(1-q^7\right)\left(1-q^9\right)\left(1-q^{10}\right)\left(1+q^4\right)/\left(1-q^2\right),$$
$$P_{10}(3)=q^6\left(1-q^5\right)\left(1-q^7\right)\left(1-q^9\right)\left(1-q^{10}\right)\left(1+q^4\right)/\left(1-q^2\right),$$
$$P_{10}(4)=q\left(1-q^3\right)\left(1-q^5\right)\left(1-q^7\right)\left(1-q^9\right)\left(1-q^{10}\right)/\left(1-q^2\right), \tag{15}$$
$$P_{10}(5)=\left(1-q\right)\left(1-q^3\right)\left(1-q^5\right)\left(1-q^7\right)\left(1-q^9\right).$$

Из (9)-(15) и соотношения (8) по индукции

$$P_{2n+\nu}(n)=\prod_{j=\nu}^{n+\nu-1}\left(1-q^{2j+1}\right). \tag{16}$$

Здесь и далее $\nu=0$ или $\nu=1$ в зависимости от четности N. Применяя (8) к (16), находим

$$P_{2n+\nu}(n-1)=\frac{q^{2\nu+1}\left(1-q^{2n}\right)}{1-q^2}\prod_{j=\nu+1}^{n+\nu-1}\left(1-q^{2j+1}\right). \tag{17}$$

Применяя (8) к (16) последовательно k раз, получаем:

$$P_{2n+\nu}(n-k)=\frac{q^{C_{2k+\nu}^2}\prod\limits_{j=0}^{k-1}\left(1-q^{2(n-j)}\right)\prod\limits_{j=k+\nu}^{n+\nu-1}\left(1-q^{2j+1}\right)}{\prod\limits_{j=1}^{k}\left(1-q^{2j}\right)}. \tag{18}$$

Таким образом, приходим к индукционному предположению о распределении с. в. ξ_N:

$$P_{2n+\nu}(k)=\frac{q^{C^2_{2(n-k)+\nu}}\prod\limits_{j=k+1}^{n}\left(1-q^{2j}\right)\prod\limits_{j=n+\nu-k}^{n+\nu-1}\left(1-q^{2j+1}\right)}{\prod\limits_{j=1}^{n-k}\left(1-q^{2j}\right)}. \tag{19}$$

Перепишем также (19) в рекуррентой форме:

$$\frac{P_{(2n+\nu)}(k+1)}{P_{(2n+\nu)}(k)}=\frac{q^{-4n-2\nu+4k+3}\left(1-q^{2(n-k)}\right)\left(1-q^{2(n+\nu-k)-1}\right)}{1-q^{2k+2}}. \tag{20}$$

Очевидно, (4) и (20) эквивалентно (19).

Покажем, что (4) и (20) удовлетворяют (8) при всех N, что и подтвердит индукционное предположение (19).

Пусть $N=2n$. Заменим в (20) k на $k-1$ и подставим в соотношение (8). Получаем

$$\frac{P_{(2n+1)}(k)}{P_{2n}(k)}=q^{2n-2k}+q^{4n-4k+1}\frac{1-q^{2k}}{1-q^{2n-2k+1}}. \tag{21}$$

В то же время непосредственно из (19) находим

$$\frac{P_{2n+1}(k)}{P_{2n}(k)}=q^{2n-2k}\frac{1-q^{2n+1}}{1-q^{2n-2k+1}}. \tag{22}$$

Это совпадает с (21). Аналогичным образом видим, что (19) удовлетворяет соотношению (8) и при нечетных N. Таким образом, последовательность вероятностей $P(\xi_N=k)$, $2k+1\le N$ действительно определяется выражением (19), а в дополнение к (20) имеем

$$\frac{P_{N+1}(k)}{P_N(k)}=q^{N-2k}\frac{1-q^{N+1}}{1-q^{N+1-2k}}. \tag{23}$$

Для любых N выполнено условие нормировки

$$\sum_{k=0}^{[N/2]}P_N(k)=1. \tag{24}$$

Действительно, если (24) имеет место для некоторого $N=2n$, то из соотношения (8) следует

$$\begin{aligned}\sum_{k=0}^{n}P_{2n+1}(k)&=\sum_{k=0}^{n}P_{2n}(k)q^{2n-2k}+\sum_{k=1}^{n}P_{2n}(k-1)\left(1-q^{2n-2k+2}\right)=\\&=1-P_{2n}(n)+\sum_{k=0}^{n}P_{2n}(k)q^{2n-2k}-\sum_{k=0}^{n-1}P_{2n}(k)q^{2n-2k+2}=1,\end{aligned} \tag{25}$$

то есть (24) выполняется и для $N=2n+1$. Но (24) заведомо имеет место при $N=2$. Так же проверяется выполнение условия нормировки при нечетных N.

На рис.2 показано распределение (19) для N = 100 и q = 0.98.

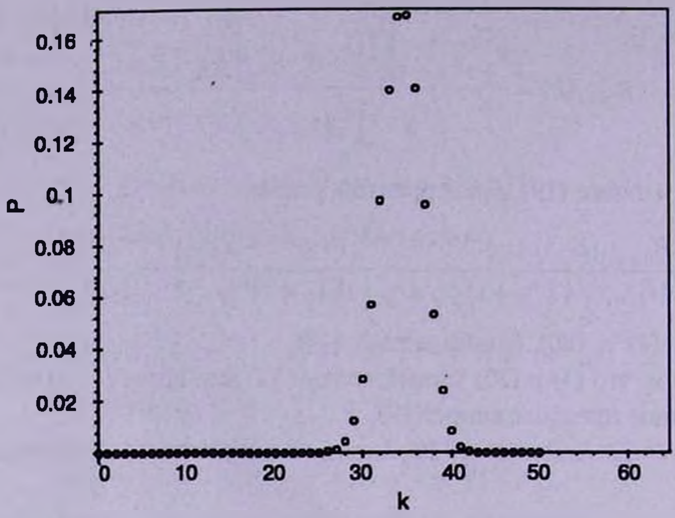

Рис.2. Дискретное распределение $P_N(k)$ при $N = 100$ и $q = 0.98$.

Для отыскания моды распределения (19) воспользуемся системой неравенств

$$\frac{P_N(k+1)}{P_N(k)} \le 1, \quad \frac{P_N(k)}{P_N(k-1)} \ge 1. \tag{26}$$

В силу (20) имеем

$$\begin{aligned} &q^{-4n-2\nu+4k+3}\left(1-q^{2(n-k)}\right)\left(1-q^{2(n+\nu-k)-1}\right) \le 1-q^{2k+2}, \\ &q^{-4n-2\nu+4k-1}\left(1-q^{2(n-k+1)}\right)\left(1-q^{2(n+\nu-k)+1}\right) \ge 1-q^{2k}. \end{aligned} \tag{27}$$

Обозначим $x = q^{2k}$. При этом (27) перепишется в виде:

$$\begin{aligned} &q^{-4n-2\nu-1}x^2-\left(-1+q^{-2n}+q^{-2n-2\nu+1}\right)x+q^2-1 \ge 0, \\ &q^{-4n-2\nu-1}\left(q^2x\right)^2-\left(-1+q^{-2n}+q^{-2n-2\nu+1}\right)\left(q^2x\right)+q^2-1 \le 0. \end{aligned} \tag{28}$$

Соответствующее квадратное уравнение имеет всегда два действительных корня, причем положительным является лишь один. В силу определения x нас интересует только положительный корень, обозначим его X. Имеем

$$X = q^{2n}\left(Q+\sqrt{Q^2+q^{2\nu+1}-q^{2\nu+3}}\right), \tag{29}$$

$$Q = \frac{1}{2}\left(q^{2\nu+1}+q^2-q^{2n+2\nu+1}\right). \tag{30}$$

Тогда

$$q^{2k} \ge X, \quad q^{2k+2} \le X. \tag{31}$$

Но $q<1$, так что и $X<1$. Итак, распределение (19) одномодельное и

$$k_{\max} = \left[\frac{\ln X}{2\ln q}\right] \tag{32}$$

(квадратные скобки здесь означают взятие целой части).

При фиксированном N уменьшение вероятности слияния p ведет к уменьшению величины $k_{\max} \downarrow 0$.

Пусть $N = 2n \to \infty$ и в то же время $q \propto 1 - \frac{p}{n^2}$. Тогда в пределе (19) переходит в пуассоновское распределение:

$$P_{2n}(k) \propto \exp\left(\frac{p(n-k)(2n-2k-1)}{n^2}\right) \frac{\prod_{j=k+1}^{n} \frac{2pj}{n^2} \prod_{j=n-k+1}^{n} \frac{p(2j-1)}{n^2}}{\prod_{j=1}^{n-k} \frac{2pj}{n^2}} \propto$$

$$\propto \exp(-2p) \frac{(p)^k (2n)!}{k!(2n-2k)!\, n^{2k}\, 2^k} \to \frac{(2p)^k}{k!} \exp(-2p) \tag{33}$$

(для нечетных N, разумеется, результат тот же).

Если $q \propto 1 - p/n$, то при $n \to \infty$ из (29)-(32) имеем $k_{\max} \propto n\chi$, $\chi < 1$. Полагая $\delta = (k - n\chi)/(\theta\sqrt{n})$, из (20) получаем, подобрав соответствующим образом θ:

$$\ln \frac{P_N(k_{\max} + \delta)}{P_N(k_{\max})} \to -\frac{\delta^2}{2} \tag{34}$$

- сходимость к гауссовскому распределению.

Пусть T_1, T_2, ... T_m, ... - последовательность моментов времени. Если каждому моменту T_m сопоставить вероятности перехода в соответствии с (19), то получим аппроксимацию процесса слияний однородной цепью Маркова. Число ξ_m слившихся частиц представляет множество возможных состояний в рассматриваемой совокупности. Если множество ингредиентных частиц не пополняется, то цепь Маркова конечная. В этом случае для распределения (19) имеем возможные состояния $0 \le \xi_m \le n = [N/2]$. Матрица переходных вероятностей треугольная порядка $n+1$. Ее вид:

$$\left\| \begin{array}{ccc:cc} P_N(0) & P_N(1) & P_N(2) & P_N(n-1) & P_N(n) \\ 0 & P_{N-2}(0) & P_{N-2}(1) & P_{N-2}(n-2) & P_{N-2}(n-1) \\ 0 & 0 & P_{N-4}(0) & P_{N-4}(n-3) & P_{N-4}(n-2) \\ \hdashline 0 & 0 & 0 & P_{2+\nu}(0) & P_{2+\nu}(1) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{array} \right\|, \tag{35}$$

Если в начальный момент вектор состояний есть $\|100.....0\|$, то в момент T_m он совпадает с первой строкой m-той степени матрицы переходных вероятностей.

Состояние $\xi_m = 2n$ для (35) является поглощающим, остальные состояния невозвратные, нулевые.

Если допустить дробление составных частиц, то ниже диагонали в матрице (35) появятся соответствующие переходные вероятности, состояния совокупности станут возвратными, а поглощающее состояние исчезнет.

Автор благодарит В.А.Антонова за ценные замечания.

Санкт-Петербургский государственный
университет, Россия

THE OBJECTS MASS DISTRIBUTION FORMATING FROM AN INITIALLY HOMOGENEOUS FIELD. I. THE COALESCENCE INTO ONE-COMPONENT SET OF PARTICLES

A.A.V'UGA

The probable quantity ξ of number of pair–coalescences into finite set of particles is found with scheme of complicated tests consequence. Let T_0, T_1, T_2, ... , T_m, ... be consequence of time moments. Then one have discrete approximation for coalescence process with homogeneous Markov chain.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А.А.Власов*, Статистические функции распределения, Наука, М., 1966.
2. *Ю.В.Климонтович*, Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы, Наука, М., 1975.
3. *В.Феллер*, Введение в теорию вероятностей и ее приложения, т.1, Мир, М., 1964.
4. *П.Л.Хеннекен*, *А.Тортра*, Теория вероятностей и некоторые ее приложения, Наука, М., 1974.
5. *А.Т.Баруча-Рид*, Элементы теории марковских процессов и их приложения, Наука, М., 1969.
6. *Ravi K. Sheth*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 276, 796, 1995.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.354-823

СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ И ИХ ОСТЫВАНИЕ ПРИ ПОЗИТРОННОЙ ЭЛЕКТРОНЕЙТРАЛИЗАЦИИ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ

Г.С.АДЖЯН, Ю.Л.ВАРТАНЯН, А.К.ГРИГОРЯН

Поступила 23 апреля 1999
Принята к печати 25 мая 1999

Рассматриваются вопросы равновесия, устойчивости и наблюдательных проявлений странных звезд, в которых электронейтрализация кварковой материи обеспечивается позитронами, что реализуется для некоторых наборов параметров мешка, приводящих к более жестким уравнениям состояния. Такие модели целиком состоят из самоудерживающейся странной кварковой материи и их максимальная масса достигает значений $2.4\text{-}2.5M_{\odot}$ при радиусе 13-14км. Исследовано остывание таких странных кварковых звезд как при отсутствии, так и при наличии аккреции вещества. Показано, что при отсутствии аккреции вещества на странную звезду зависимость температура (T, K) - возраст (t, лет) очень слабо зависит от массы конфигураций и имеет вид - $T \approx 2.3 \cdot 10^{8} t^{-1/5}$. Если первоначальная температура звезды достаточно высока ($T_0 \geq 2 \cdot 10^{10} K$), то полное число испущенных электрон-позитронных пар не зависит от нее и определяется только полной массой конфигурации. В случае аккреции, за счет аннигиляции электронов падающего вещества с позитронами странной кварковой материи, излучаются γ-кванты с энергией ≈ 0.5 МэВ, по наблюдению которых могут быть выделены кандидаты в странные звезды. Рассчитана максимальная температура странных звезд при аккреции вещества.

1. *Введение*. Начало исследованию странной кварковой материи, состоящей из примерно равного количества u, d, s - кварков с небольшой добавкой электронов или позитронов, обеспечивающих электронейтральность, было положено в работе [1]. Такое вещество предполагается абсолютно стабильным состоянием холодного сверхплотного вещества и может образовывать самоудерживающиеся, связанные состояния в виде так называемых "странных звезд" (далее СЗ). Эта гипотеза рассматривалась в работе [2], где была исследована зависимость стабильности странной кварковой материи от недостаточно точно известных феноменологических параметров модели мешка [3] - постоянной мешка B, постоянной кварк - глюонного взаимодействия α_c и массы странного кварка m_s.

В нейтронных звездах суммарный положительный заряд барионов нейтрализуется отрицательным зарядом электронов и μ^--мезонов. Кварковая же материя, в зависимости от численных значений параметров модели мешка, может иметь как положительный, так и отрицательный избыточный электрический заряд. Поэтому в первом случае электронейтральность обеспечивается, как и в нейтронных звездах, электронами, а во втором - позитронами.

В случае электронной нейтрализации у свободной поверхности СЗ из-за частичного вылета электронов образуется электростатический барьер, который препятствует переходу обычного вещества вовнутрь. В этом варианте могут существовать как голые СЗ, целиком состоящие из странной кварковой материи, так и СЗ с корой, состоящей из атомных ядер и вырожденных электронов (*Ae*-фаза). *Aen*-фаза, в которой вещество состоит из атомных ядер и вырожденных электронов и нейтронов, исключается из-за беспрепятственного перехода свободных нейтронов в странную кварковую материю [4]. В случае электронейтрализации позитронами возможно существование лишь голых СЗ, так как при соприкосновении со странной кварковой материей обычное вещество неизбежно проглотится ею.

Основные свойства СЗ рассматривались в работах [4-6]. В работах [7,8] проводилось сопоставление параметров СЗ с наблюдательными данными и исследовалась проблема параллельного существования странных и нейтронных звезд.

В абсолютном большинстве работ по СЗ рассматривается случай электронной электронейтрализации. Существование моделей СЗ при наличии позитронов не исключается, хотя, учитывая необходимые для этого значения параметров модели мешка, менее вероятно. В работе [9] по аналогии с объектами Торна-Житков (красный гигант с нейтронной звездой в качестве ядра) была построена модель красного гиганта, внутри которого вместо нейтронной звезды находится СЗ при наличии позитронов.

Целью настоящей работы является исследование моделей СЗ при позитронной электронейтрализации странной кварковой материи. Рассмотрены наблюдательные проявления таких СЗ как при отсутствии, так и при наличии аккреции вещества. Проведено сравнение полученных результатов с наблюдательными данными.

2. *Основные параметры странных звезд.* Уравнение состояния странной кварковой материи определяется недостаточно точно известными феноменологическими параметрами модели мешка - B, α_c и m_s (за подробностями отсылаем к работе [2]). При малых значениях B и m_s и больших α_c странная кварковая материя имеет отрицательный электрический заряд, нейтрализуемый позитронами.

В данной работе рассмотрены две модели СЗ, соответствующие двум наборам параметров мешка (1. $B = 30$ МэВ/фм^3, $m_s = 150$ МэВ, $\alpha_c = 0.9$; 2. $B = 34$ МэВ/фм^3, $m_s = 150$ МэВ, $\alpha_c = 0.9$). Для обеих моделей кривая средней энергии на барион ε ($\varepsilon = \rho c^2/n - m_0 c^2$, где $m_0 = M(^{56}Fe)/56$) имеет отрицательный минимум при определенном значении концентрации барионов n_{min}. Для наших моделей: 1. $\varepsilon_{min} = -28.5$МэВ, $n_{min}/n_0 = 1.05$; 2. $\varepsilon_{min} = -3.8$МэВ, $n_{min}/n_0 = 1.15$, где $n_0 = 0.15$ фм^3 - ядерная плотность. Этим и обусловлена связанность

СЗ, имеюших четко выраженную поверхность с плотностью n_{min}. Приведем также значения химических потенциалов кварков и позитронов у поверхности СЗ для рассмотренных нами моделей: 1. $\mu_d=\mu_s=301$МэВ, $\mu_e=\mu_s-\mu_u=1.2$МэВ; 2. $\mu_d=\mu_s=309.7$ МэВ, $\mu_e=\mu_s-\mu_u=2.7$МэВ.

Наличие позитронов приводит к более жестким уравнениям состояния, причем пороговая плотность возникновения странной кварковой материи, которая осуществляется на поверхности СЗ, в этом случае близка к ядерной.

Для двух рассмотренных уравнений состояния стандартным методом проинтегрирована система релятивистских уравнений звездного равновесия (система уравнений Толмена-Оппенгеймера-Волкова), получены интегральные параметры СЗ. В таблицах 1 и 2 в зависимости от центральной плотности ρ_c приведены значения полной массы M, массы покоя M_0, собственной массы M_p, звездного радиуса R, гравитационного красного смещения с поверхности звезды Z_s и релятивистского момента инерции I.

Устойчивые СЗ имеют отличную от нейтронных звезд зависимость массы от радиуса. Радиус растет с увеличением массы почти на всей кривой, за исключением конфигураций, близких к максимальной, где начинает

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ХОЛОДНЫХ СТРАННЫХ ЗВЕЗД

(B = 30МэВ/фм^3, m_s = 150МэВ, α_c = 0.9)

ρ_c, 10^{14} г/см^3	M, $M_\odot$	M_0, $M_\odot$	M_p, $M_\odot$	R, км	Z_s	I, 10^{45} гсм^2
2.568	0.067	0.085	0.067	4.835	0.021	0.013
2.627	0.136	0.166	0.138	6.170	0.034	0.044
2.685	0.212	0.252	0.218	7.188	0.047	0.093
2.773	0.328	0.390	0.340	8.297	0.064	0.193
2.918	0.523	0.589	0.550	9.734	0.090	0.421
3.062	0.701	0.788	0.747	10.696	0.113	0.688
3.205	0.867	1.011	0.934	11.356	0.136	0.978
3.347	1.013	1.149	1.103	11.972	0.154	1.268
3.631	1.265	1.439	1.401	12.781	0.188	1.826
4.052	1.556	1.854	1.759	13.432	0.232	2.551
4.471	1.786	2.125	2.031	13.852	0.266	3.120
5.298	2.049	2.448	2.410	14.296	0.316	3.884
6.117	2.219	2.723	2.656	14.376	0.355	4.324
6.660	2.295	2.829	2.772	14.389	0.374	4.499
7.470	2.377	2.952	2.904	14.354	0.398	4.660
8.544	2.439	2.996	3.014	14.287	0.419	4.721
11.343	2.504	3.129	3.160	13.913	0.460	4.619
12.006	2.508	3.135	3.176	13.831	0.466	4.567
12.667	2.505	3.093	3.183	13.778	0.468	4.497
15.965	2.448	3.097	3.202	13.381	0.488	4.200

Таблица 2

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ХОЛОДНЫХ СТРАННЫХ ЗВЕЗД

(B = 34МэВ/фм^3, m_s = 150МэВ, α_c = 0.9)

ρ_c, 10^{14} г/см^3	M, $M_\odot$	M_0, $M_\odot$	M_p, $M_\odot$	R, км	Z_s	I, 10^{45} гсм^2
2.876	0.054	0.065	0.055	4.376	0.019	0.009
2.933	0.110	0.120	0.112	5.638	0.030	0.029
2.992	0.172	0.194	0.176	6.484	0.042	0.061
3.078	0.269	0.299	0.278	7.537	0.057	0.129
3.222	0.434	0.480	0.455	8.807	0.082	0.286
3.365	0.590	0.645	0.625	9.734	0.103	0.477
3.648	0.868	0.940	0.938	11.001	0.142	0.908
3.790	0.988	1.084	1.078	11.424	0.159	1.126
4.210	1.291	1.462	1.439	12.292	0.204	1.744
4.627	1.516	1.743	1.720	12.810	0.239	2.259
5.042	1.686	1.951	1.940	13.136	0.269	2.669
5.591	1.859	2.174	2.170	13.393	0.301	3.092
6.680	2.081	2.477	2.486	13.597	0.350	3.622
7.220	2.151	2.568	2.591	13.619	0.368	3.770
7.356	2.167	2.594	2.616	13.620	0.373	3.804
8.297	2.248	2.703	2.746	13.589	0.397	3.945
10.301	2.338	2.831	2.909	13.419	0.434	4.017
12.952	2.375	2.883	3.003	13.140	0.463	3.906
13.217	2.374	2.878	3.006	13.112	0.465	3.885
16.250	2.367	2.862	3.033	12.810	0.483	3.818

доминировать гравитация. Это обусловлено тем, что СЗ связаны сильным взаимодействием и могут существовать даже при отсутствии самогравитации.

Для рассмотренных нами моделей получены следующие значения максимальных масс: $M_{max}=(2.38\div2.51)M_\odot$ с соответствующими им радиусами $R_{max}=(13.1\div13.8)$км и центральными плотностями $(\rho_c)_{max}=(1.2\div1.3)\cdot10^{15}$г/см^3. Отметим, что при электронной электронейтрализации в работе [7], для реалистического диапазона параметров модели мешка, были получены следующие результаты: $M_{max}=(1.75\div1.86)M_\odot$, $R_{max}=(9.8\div10.4)$км и $(\rho_c)_{max}$ = $(2.2\div2.5)\cdot10^{15}$г/см^3. Наличие коры, поддерживаемой за счет электростатического барьера, приводит лишь к увеличению радиуса на 170-180 метров [10].

Наличие позитронов приводит к значительному увеличению массы и радиуса СЗ, реализуемых при более малых центральных плотностях. Заметим, что масса в $2.5M_\odot$ не достигается также и для широкого набора реалистических уравнений состояния вещества нейтронных звезд, рассмотренных в [11], и получается лишь при предельно жестких уравнениях состояния, типа рассмотренных в [12,13].

Расчет конфигураций максимальных масс обусловлен важностью сопоставления параметров теоретических моделей с наблюдаемыми параметрами звездных объектов, посредством которого решается вопрос о реализации той или иной теоретической модели. Модели СЗ не противоречат современным наблюдательным данным для пульсаров и компактных источников рентгеновского излучения, которые дают массы, в основном, лежащие в интервале $1.1 \div 1.8\, M_\odot$ [14]. Для моделей с большими массами особый интерес представляет массивный рентгеновский пульсар 4U0900-40, более известный под названием Vela X-1, с массой $M = (1.56 \div 1.98) M_\odot$ [15]. Уточнение массы 4U0900-40 может существенно ограничить допустимую область параметров мешка.

Отметим также, что наличие позитронов приводит к существенному увеличению момента инерции, и в этом аспекте также нет противоречий с наблюдательными данными.

Гравитационное красное смещение с поверхности звезды, в принципе, также является непосредственно наблюдаемым параметром. Из анализа излучения источника мартовской γ-вспышки 1979г., индентифицированного с объектом SNR N49, было получено гравитационное красное смещение $Z_s = 0.23 \div 0.05$ [11]. Рассмотренный в этой же работе широкий набор уравнений состояния вещества нейтронных звезд давал значения массы $M = (1.1 \div 1.6) M_\odot$ и радиусы $R = (10 \div 14)$ км для кофигураций с $Z_s = 0.23$, причем для жестких уравнений состояния: $M = (1.4 \div 1.6) M_\odot$ и $R = (12.5 \div 14)$ км. Полученные нами значения $M = (1.45 \div 1.55) M_\odot$ и $R = (12.7 \div 13.4)$ км сопоставимы с результатами для жестких уравнений состояния нейтронных звезд. Отметим, что при электронной электронейтрализации для голых СЗ с $Z_s = 0.23$ было получено - $M = (1.11 \div 1.17) M_\odot$ и $R = (9.7 \div 10.2)$ км [6], а для СЗ с корой - $M = (1.17 \div 1.23) M_\odot$ и $R = (10.1 \div 10.7)$ км [10]. Определение массы SNR N49 несомненно способствовало бы выбору между мягким и жестким уравнением состояния сверхплотного вещества.

Следующим важным параметром для наблюдательного различения странных и нейтронных звезд является период вращения сверхплотных звезд. В качестве абсолютного верхнего предела угловой частоты однородного вращения выступает кеплеровская частота, соответствующая предельной орбитальной скорости частицы на экваторе звезды. При превышении этой частоты центробежная сила превалирует и начинается истечение вещества с экватора звезды. Максимальная кеплеровская частота вращения достаточно точно может быть аппроксимирована выражением [16] - $\Omega_{max} = C\sqrt{(M/M_\odot)/(R/10\text{км})^3}$, где M и R - масса и радиус статических конфигураций максимальных масс, $C = 7200$ с$^{-1}$ - эмпирический коэффициент, который получается путем сравнения с результатами численного интегрирования в рамках ОТО для вращающихся моделей. Для рассмотренных нами моделей минимальный период вращения $P_{min} = 2\pi/\Omega_{max} = (0.79 \div 0.84)$ мс. Для СЗ при электронной электронейтрализации $P_{min} = (0.6 \div 0.64)$ мс, в то время как для моделей нейтронных звезд $P_{min} > 0.7$ мс. Открытие субмиллисекундных пульсаров несомненно говорило бы в пользу СЗ, причем нейтрализуемых электронами.

В табл.3 проводится сравнение центральной плотности, кеплеровского периода вращения, момента инерции и красного смещения моделей нейтронных и странных звезд с массой $1.44 M_{\odot}$, соответствующей наиболее точно определенной в настоящее время массе пульсара PSR 1913-16 [17]. Выбор этого значения массы также обусловлен тем, что анализ наблюдательных данных, проведенный в [18], указывает на концентрацию вероятных значений масс сверхплотных звезд в районе $1.3\text{-}1.6 M_{\odot}$. Для нейтронных звезд использованы результаты расчета моделей с использованием шестнадцати уравнений состояния, рассмотренных в [11], а для СЗ при электронной нейтрализации - результаты для двенадцати уравнений состояния из [7,10]. Отметив большую схожесть результатов для нейтронных и странных звезд, заметим, что гравитационное красное смещение и период вращения, пожалуй, являются определяющими параметрами для их наблюдательного различения.

Таблица 3

СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ НЕЙТРОННЫХ И СТРАННЫХ ЗВЕЗД, СООТВЕТСТВУЮЩИХ МАССЕ $1.44 M_{\odot}$

Модель	$\rho_c / \rho_{яд}$	P_{min}, мс	I, 10^{45} гсм^2	Z_s
Нейтронные звезды	$2 \div 5$	$0.8 \div 1.1$	$0.9 \div 1.6$	$0.23 \div 0.45$
Странные звезды (электронная нейтрализация)	$3.5 \div 4.5$	$0.7 \div 0.75$	$1.4 \div 1.5$	$0.29 \div 0.31$
Странные звезды (позитронная нейтрализация)	$1.6 \div 1.8$	$0.96 \div 1.04$	$2.1 \div 2.3$	$0.22 \div 0.23$

3. *Остывание странной звезды.* Используя результаты расчета внутренней структуры СЗ, рассмотренных выше, исследуем их остывание. Интенсивное тепловое излучение от поверхности СЗ, по всей вероятности, отсутствует, так как плазменная частота ω_p кварковой материи настолько высока $\left(\hbar\omega_p \geq 10\text{МэВ}\right)$ [4], что основная часть фотонов теплового излучения даже при $T = 10^{10} K$ ($kT \sim 1$МэВ) не может распространяться в такой среде. Поверхность голой СЗ для фотонов с энергией $\varepsilon \leq 1$МэВ будет идеальным зеркалом. Поэтому потери тепловой энергии голой СЗ будут идти только по двум каналам: а) нейтринное излучение от всего объема звезды; б) эмиссия электрон-позитронных пар (e^-e^+- пар) с поверхности звезды [19].

Рождение нейтрино обусловлено URCA процессами на кварках, мощность которых получена в [20]. Используя результаты этой работы, для нейтринной светимости L_ν можно получить

$$L_\nu = 5.1\cdot 10^{32}\, T_{10}^7\, \Re^7 \int_0^R \left(\frac{\mu_q}{500}\right)^2 e^{-5\nu/2}\, e^{\lambda/2}\, r^2 dr \equiv I_\nu T^7 \text{ эрг / с}, \qquad (1)$$

где $\Re = \left(1 - 2GM/Rc^2\right)^{1/2}$, $T_{10} = T/10^{10}$ - поверхностная температура в единицах 10^{10}K, μ_q - химический потенциал кварка в МэВ-ах (с точностью до химического потенциала электронов (позитронов) химические потенциалы всех кварков можно считать одинаковыми, что оправдано относительно малой концентрацией $e^-(e^+)$), R - радиус звезды в сантиметрах. В (1) e^ν и e^λ - соответственно временная и радиальная компоненты метрики Шварцшильда. Из-за высокой теплопроводности кварковой материи СЗ можно принять "изотермичной", т.е. $T(r)\cdot e^{\nu/2} = T = \text{const}$, где T - температура с точки зрения бесконечно далекого наблюдателя.

При отличной от нуля температуре число заполнений вырожденного электронного (позитронного) газа меньше единицы, т.е. имеются незаполненные уровни. Если в заряженном слое у поверхности СЗ эти уровни достаточно глубоки, то они могут заполняться за счет дираковского моря электронов с последующим образованием позитронов (электронов) [21]. В конечном итоге звезду покидает e^-e^+-пара, в результате чего последняя теряет свою тепловую энергию со скоростью [19]

$$L_{e^-e^+}/L_\odot = 2.38\cdot 10^{12}\left(1 + 0.843\, T_{10}\right) T_{10}^3 \exp\left(-1.182/\mathrm{T}_{10}\right)\mu_e\, R^2\, \Delta X_e J(y)\cdot \Re, \qquad (2)$$

где μ_e - энергия Ферми позитронов (электронов) во внешнем заряженном слое у поверхности СЗ в МэВ-ах, ΔX_e - величина, порядка толщины этого слоя, равная 10^{-10}см, R - радиус звезды в см, $y = 2\mu_e \sqrt{\alpha/\pi}/kT$, $\alpha = e^2/\hbar c$ - постоянная тонкой структуры,

$$J(y) = \begin{cases} 51 - 995/y + 15100/y^2, & y > 20, \\ 0.23\cdot y^{1.2}, & 1 \le y \le 20, \\ (1/3)\, y^3 \ln(2/y), & y \le 1. \end{cases}$$

Здесь нами исправлена ошибка (или опечатка) в формуле (10) работы [19] - вместо α должен быть $\sqrt{\alpha}$, в чем легко можно убедиться по формуле (8.64) из [22].

Если в СЗ нет энерговыделения, то вышеуказанные потери происходят за счет тепловой энергии звезды U_T

$$U_T = 4\pi \int_0^R \varepsilon_T\, e^{\nu/2}\, r^2 \left(1 - \frac{2Gm}{c^2 r}\right)^{-1/2} dr, \qquad (3)$$

где ε_T - суммарная тепловая энергия всех типов частиц единицы объема. Выражения для тепловой энергии позитронов (электронов) и кварков можно найти соответственно в [22] и [23]. Из этих формул находим, что $U_T = I_T T^2$, где I_T - независящий от температуры интеграл по объему звезды. Численные значения

Таблица 4

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ГОРЯЧИХ СТРАННЫХ ЗВЕЗД

$M/M_\odot$	R, км	$I_T\cdot 10^{-30}$, эрг K^{-2}	$I_\nu\cdot 10^{20}$, эрг $сек^{-1}$ K^{-7}	$A\cdot 10^{-8}$, $лет^{1/5}$ K
0.110	5.64	0.057	0.117	2.28
0.988	11.42	0.573	1.020	2.34
2.375	13.14	1.700	3.150	2.33

I_ν и I_T для трех конфигураций приведены в табл.4 (случай $B = 34$МэВ/фм^3).

Расчеты показывают, что во всем интервале температур доминируют нейтринные потери. Отношение $L_{e^-e^+}/L_\nu$ для всех конфигураций достигает максимального значения при $T_{10}\approx 0.2$. По мере увеличения массы конфигурации оно изменяется от 0.03 до 0.008.

Принимая температуру звезды при рождении очень высокой, из баланса энергии $dU_T/dt = L_\nu$ (с точки зрения далекого наблюдателя) для зависимости поверхностной температуры от возраста голой СЗ получим

$$T = \left(\frac{2I_T}{5I_\nu}\right)^{1/5} t^{-1/5} \equiv At^{-1/5}. \tag{4}$$

Из табл.4 видно, что отношение $\left(I_T/I_\nu\right)^{1/5}$ слабо зависит от массы. Следовательно можно принять, что температура голой СЗ зависит только от возраста звезды и для всех масс можно приблизительно считать, что

$$T \approx 2.3\cdot 10^8 t^{-1/5}\text{K}\cdot\text{лет}^{1/5}. \tag{5}$$

В случае $t\approx 1000$ лет получим $T = 5.8\cdot 10^7$ K. При такой температуре для СЗ

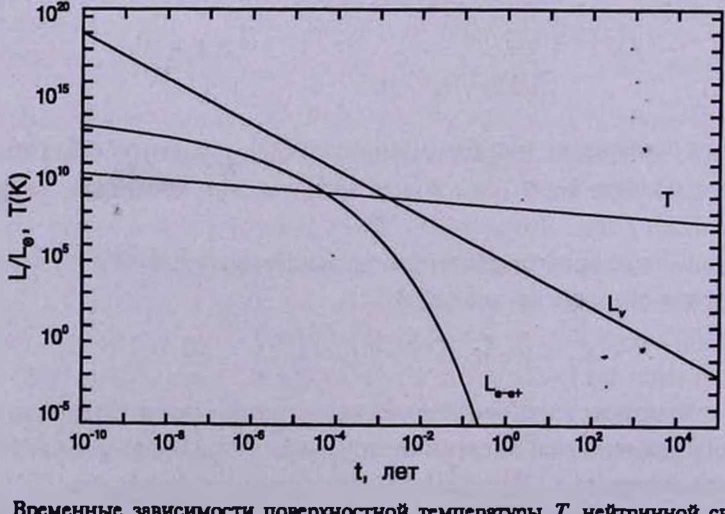

Рис.1. Временные зависимости поверхностной температуры T, нейтринной светимости L_ν и мощности потерь энергии через эмиссию e^-e^+-пар странной звезды с массой $0.988M_\odot$.

с массой $1M_{\odot}$ нейтринная светимость порядка $6L_{\odot}$. На рис.1 приводятся временные зависимости поверхностной температуры, нейтринной светимости и мощность потерь энергии через эмиссию e^-e^+-пар.

Как нейтринное излучение, так и эмиссия e^-e^+-пар значительны лишь непосредственно при рождении СЗ. Если, как и в [19], начальную температуру звезды принять равной 10^{11}K, то, как показывают расчеты, за первую секунду суммарная излученная энергия будет порядка $5.7\cdot10^{51}$ эрг. Хотя в нашем случае при $T>10^{10}$K позитроны нельзя считать сильно вырожденными ($\mu_e/kT\approx2$), выполнение неравенства $L_{e^-e^+} \ll L_{\nu}$ обеспечивает правомерность закона остывания (4). Как видно из рис.1, по истечению первой секунды после образования звезды позитроны уже можно считать сильно вырожденными.

На рис.2 для трех конфигураций приводятся временные зависимости нейтринной светимости, скорости эмиссии e^-e^+-пар $n_{e^-e^+}$, а также полное

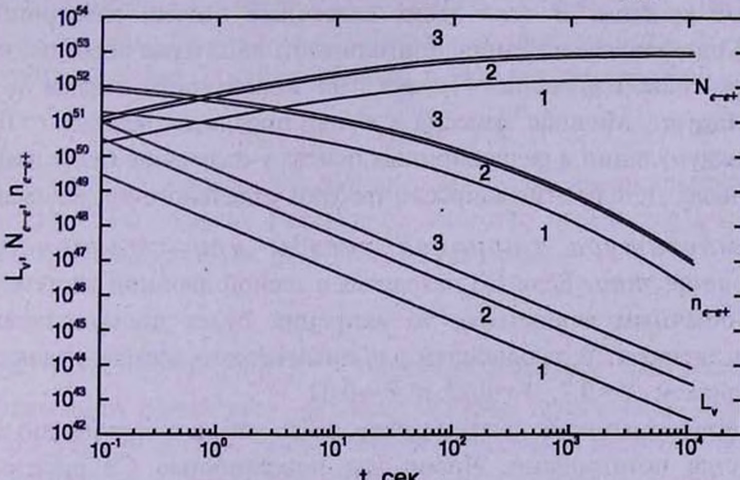

Рис.2. Временные зависимости нейтринной светимости L_ν, скорости эмиссии $n_{e^-e^+}$ и полного числа испущенных e^-e^+-пар $N_{e^-e^+}$ для трех конфигураций странных звезд (1. $M = 0.11M_{\odot}$, 2. $M = 0.988M_{\odot}$ и 3. $M = 2.375M_{\odot}$).

количество e^-e^+-пар $N_{e^-e^+}$, испущенных с момента образования звезды. Расчеты показывают, что если для начальной температуры звезды принять $T_0\geq10^{10}$K, то полное количество испущенных e^-e^+-пар уже при $t\geq1$с очень слабо зависит от этого выбранного значения T_0. Действительно, при $T>10^{10}$K скорость эмиссии e^-e^+-пар $n_{e^-e^+}\sim\ln(T)$ [19], и поэтому

$$N_{e^-e^+}(t)=\int_0^t n_{e^-e^+}(T)\,dt=\int_{T_0}^{T(t)} n_{e^-e^+}(T)\frac{dt}{dT}dT\sim$$

$$-\int_{T_0}^{T(t)}\frac{\ln T}{T^6}dT=\frac{1}{5}\frac{1}{T^5}\left(\ln T+\frac{1}{5}\right)-\frac{1}{5}\frac{1}{T_0^5}\left(\ln T_0+\frac{1}{5}\right).$$

Отсюда видно, что даже при $T(t)=T_0/2$, второе слагаемое более чем на порядок меньше, чем первое, т.е. когда $T(t) << T_0$, то $N_{e^-e^+}$ не зависит от начальной температуры. Нетрудно показать, что это обусловлено тем, что $L_{e^-e^+} << L_\gamma$, и законом охлаждения (4).

Как видно из рис.2, эмиссия основной части e^-e^+-пар происходит в течение первых нескольких сот секунд жизни звезды и в зависимости от массы составляет $10^{52}\div10^{53}$ пар. Таким образом, эмиссия e^-e^+-пар носит вспышечный характер.

Если испущенные e^-e^+-пары будут аннигилировать около поверхности звезды, то по γ-излучению с энергией ~0.5МэВ могут быть выделены кандидаты в СЗ [19]. Этому, как нам кажется, может способствовать наличие сильного магнитного поля у поверхности СЗ. Пары могут быть захвачены полем, в результате чего вокруг звезды возникнут радиационные пояса, аналогичные земным. В этих зонах встречные потоки электронов и позитронов или непосредственно аннигилируют, или, теряя энергию, через магнитотормозное излучение "упадут" на поверхность звезды и там проаннигилируют. Мощная эмиссия e^-e^+-пар продлится недолго (~100с), но за счет аккумуляции в радиационных поясах γ-излучение будет длиться гораздо дольше. Детали этих вопросов требуют отдельного исследования.

4. *Температура странной звезды при стационарной аккреции вещества.* Если СЗ находится в тесной двойной системе или окружена обычным веществом, то аккреция будет дополнительным источником энергии. В дальнейшем для химического состава падающего вещества примем $X=0.7$, $Y=0.27$ и $Z=0.03$.

В рассматриваемых нами конфигурациях избыточный электрический заряд нейтрализуется позитронами. Прямо над поверхностью СЗ произойдет аннигиляция электронов падающего вещества с позитронами кварковой материи. Образовавшиеся γ-кванты с энергией ~0.5МэВ, даже те, которые первоначально имели импульсы, направленные к центру звезды, отражаясь, покинут ее. Мощность этого излучения для бесконечно далекого наблюдателя будет

$$L_{\mathrm{pair}}=(1+\Re)\dot{M}c^2\frac{m_e}{m_p}\frac{1}{\nu_e}, \qquad (5)$$

где $\dot{M}$ - скорость аккреции для далекого наблюдателя, $1/\nu_e=(1+X)/2$ - число электронов на барион падающего вещества, m_e и m_p - массы электрона и протона соответственно.

Атомные ядра свободно проникнут через поверхностный заряженный слой в кварковую материю, т.к. электрическое поле направлено вовнутрь звезды, и сразу перейдут в кварковую фазу. Хотя определение полной картины процесса энерговыделения и излучения энергии при аккреции сложно, однако можно привести некоторые предельные оценки.

Если энергия падающего вещества слабо передается излучению от звезды, то с точки зрения далекого наблюдателя мощность энерговыделения в поверхностном слое СЗ W равна

$$W = (\beta_1 + \beta_2)\dot{M}c^2, \qquad (6)$$

где $\beta_1 = \Re\left(f_{sqm} - Yf_{He} - Zf\right)/m_p c^2$, $\beta_2 = 1 - \Re$. Здесь f_{He}, f и f_{sqm} - энергии связи нуклонов в ядре гелия, тяжелых ядрах и в странной кварковой материи соответственно. Эта энергия может покинуть звезду по различным каналам (нейтринному, эмиссией e^-e^+-пар, тормозным излучением как γ-квантов, так и элементарных частиц и т.д.).

Температура звезды при данном $\dot{M}$ будет максимальной при полном расходе этой энергии на нагревание. Хотя энерговыделение происходит в тонком поверхностном слое, однако, из-за высокой теплопроводности кварковой материи СЗ снова можно считать изотермичной. Поэтому, как и прежде, вся высвобождаемая из-за аккреции энергия покинет звезду через нейтринный канал. Приравнивая (6) и (1), для температуры получим

$$T_1 = \left[(\beta_1 + \beta_2)\dot{M}c^2/I_\nu\right]^{1/7}. \qquad (7)$$

Температура звезды при данном $\dot{M}$ будет минимальной, если вся гравитационная энергия падающего вещества передастся излучению до достижения поверхности. Для этого случая имеем

$$T_2 = \left[\beta_1 \dot{M}c^2/I_\nu\right]^{1/7}, \qquad (8)$$

откуда $T_2/T_1 = \left[\beta_1/(\beta_1 + \beta_2)\right]^{1/7}$, значения которого для рассмотренных конфигураций приводятся в табл.5. Слабая зависимость максимальной температуры звезды при данной скорости аккреции вещества от сделанных предположений и массы обусловлена сильной зависимостью нейтринной светимости от температуры.

Если СЗ находится в тесной двойной системе или окружена достаточно плотным облаком, то максимальная скорость аккреции вещества $\dot{M}_{max}$ определится из равенства гравитационного притяжения и светового давления на падающее вещество. Световое давление создается только L_{pair}, которая, в свою очередь, обусловлена исключительно аккрецией вещества. Поэтому аккреция не может быть остановлена излучением - установится критический режим аккреции. Учитывая, что для γ-квантов с энергией $\sim m_e c^2$ сечение рассеяния на электроне равно половине томсоновского - σ_0, получим

$$\dot{M}_{max}(M_\odot/\text{лет}) = \frac{4\pi GM}{c}\frac{\Re}{1+\Re}\frac{m_e}{m_p}\nu_e^2\frac{2m_p}{\sigma_0} = 8.14\cdot 10^{-6}\frac{\Re}{1+\Re}\nu_e^2\left(\frac{M}{M_\odot}\right). \qquad (9)$$

Численные значения $\dot{M}_{max}$ приводятся в табл.5. Там же приводятся значения максимальной температуры T_{max} и светимостей L_{pair} и L_ν при этой температуре. При таком режиме аккреции вещества возраст СЗ не может

Таблица 5

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ГОРЯЧИХ СТРАННЫХ ЗВЕЗД ПРИ КРИТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ АККРЕЦИИ

$M/M_{\odot}$	$\left(\frac{\beta_1}{\beta_1+\beta_2}\right)^{1/7}$	$\dot{M}_{max}$, $10^{-6}\cdot M_{\odot}$ / лет	T_{max}, 10^8 K	$\lg\left(\frac{L_{bs}}{L_{\odot}}\right)$	$\lg\left(\frac{L_{\nu}}{L_{\odot}}\right)$
0.110	0.83	0.478	3.40	3.82	7.15
0.988	0.68	4.042	4.42	4.72	8.05
2.375	0.58	8.514	4.70	5.00	8.33

быть больше 10^5 лет.

5. *Заключение.* Таким образом, наличие позитронов в странной кварковой материи, обеспечивающих электронейтральность для некоторых наборов параметров модели мешка, приводит к более жестким уравнениям состояния. Максимальная масса СЗ в этом случае достигает $2.5M_{\odot}$ при центральных плотностях всего в пять раз превышающих ядерную. Произведен сравнительный анализ с известными наблюдательными данными, который пока не позволяет сделать выбор между мягким и жестким уравнениями состояния сверхплотного вещества.

Произведенные в работе расчеты остывания СЗ показывают, что при отсутствии аккреции оно, в основном, происходит за счет нейтринных потерь энергии. Зависимость температура - возраст очень слабо зависит от массы конфигураций и имеет вид $T \approx 2.3\cdot 10^8 t^{-1/5}$. Полное количество испущенных e^-e^+-пар с момента образования звезды до $t \geq 1$с практически не зависит от начальной температуры звезды и определяется лишь массой конфигурации. Поэтому, если γ-вспышки связаны с образованием голой СЗ, то по интегральному потоку γ-квантов с энергией ~0.5МэВ можно получить информацию о массе таких объектов. Для заданной скорости аккреции показано, что максимально и минимально возможные температуры звезды отличаются менее, чем в два раза. При критическом режиме аккреции температура звезды может достигнуть $5\cdot 10^8$K и слабо зависит от массы. Полученные результаты для остывания странных звезд при отсутствии аккреции качественно сохраняются и для случая электронной нейтрализации странной кварковой материи.

Данная работа проделана в рамках темы N96-857 поддержанной Министерством образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения

STRANGE STARS AND THEIR COOLING AT POSITRON ELECTRONEUTRALIZATION OF QUARK MATTER

G.S.HAJYAN, YU.L.VARTANYAN, A.K.GRIGORYAN

The questions of balance, stability and observable displays of strange stars are examined. In these stars the electroneutralization of quark matter is provided by positrons, which is realized for some sets of bag parameters resulting in more stiff equation of state. Such models entirely consist of self-bound strange quark matter and their maximal mass reaches the values of $2.4-2.5 M_{\odot}$ at radius of 13-14 km. The cooling of such strange quark stars is investigated both in absence and in presence of accretion of matter. It is shown that in absence of accretion of matter on a strange star, the dependence temperature (T, K) - age (t, years) very insignificantly depends on the mass of configurations and has the following form $T \approx 2.3 \cdot 10^{8} t^{-1/5}$. If the initial temperature of the star is very high ($T_0 \geq 2 \cdot 10^{10}$), the complete number of emitted electron - positron pairs does not depend on it, and is determined by the mass of the configuration. In case of accretion due to annihilation of electrons of falling matter with positrons of strange quark matter, the γ-quantums with energy ~0.5MeV are emitted. Observing them the candidates for strange stars can be selected. The maximal possible temperature of strange stars is computed at accretion of matter.

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.Witten*, Phys. Rev., **D30**, 272, 1984.
2. *E.Farhi*, *R.L.Jaffe*, Phys. Rev., **D30**, 2379, 1984.
3. *A.Chodos*, *R.L.Jaffe*, *K.Johnson*, *C.B.Thorn*, *V.F.Weisskopf*, Phys. Rev., **D9**, 3471, 1971.
4. *C.Alcock*, *E.Farhi*, *A.Olinto*, Astrophys. J., **310**, 261, 1986.
5. *P.Haensel*, *J.L.Zdunik*, *R.Schaeffer*, Astron. Astrophys., **160**, 121, 1986.
6. *O.G.Benvenuto*, *J.E.Horvath*, *H.Vucetich*, Intern. J. Mod. Phys., **A6**, 4769, 1991.
7. *Ю.Л.Вартанян*, *А.Р.Арутюнян*, *А.К.Григорян*, Астрофизика, **37**, 499, 1994.
8. *Ю.Л.Вартанян*, *А.Р.Арутюнян*, *А.К.Григорян*, Письма в Астрон. ж., **21**, 136, 1995.
9. *Г.С.Аджян*, *Ю.Л.Вартанян*, *А.К.Григорян*, Астрофизика, **41**, 533, 1998.
10. *Ю.Л.Вартанян*, *А.К.Григорян*, Астрофизика, **42**, 439, 1999.
11. *F.Weber*, *N.K.Glendenning*, Prepr. LBL-33066, 1992.
12. *V.R.Pandharipande*, *D.Pines*, *R.A.Smith*, Astrophys. J., **208**, 550, 1976.

13. *B.D.Serot*, Phys. Lett., **B86**, 146, 1979.
14. *M.H. van Kerwijk*, *J. van Paradijs*, *E.J.Żuiderwijk*, Astron. Astrophys., **303**, 497, 1995.
15. *F.Nagase*, Publ. Astron. Soc. Jap., **41**, 1, 1989.
16. *P.Haensel*, *J.L.Zdunik*, Nature, **340**, 617, 1989.
17. *J.H.Taylor*, *J.M.Weisberg*, Astrophys. J., **345**, 434, 1989.
18. *S.E.Thorsett*, *Z.Arzoumanian*, *M.M.McKinnon*, *J.H.Taylor*, Astrophys. J., **405**, L29, 1993.
19. *V.V.Usov*, Phys. Rev. Lett., **80**, 230, 1998.
20. *A.Burrows*, Phys. Rev. Lett., **44**, 1640, 1980.
21. *Я.Б.Зельдович*, *В.С.Попов*, Успехи физ. наук, **105**, 403, 1971.
22. *Г.С.Бисноватый-Коган*, Физические вопросы теории звездной эволюции, Наука, М., 1989.
23. *C.Price*, Phys. Rev., **D22**, 1810, 1980.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.345.4-6

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ

Г.С.СААКЯН, Г.Ф.ХАЧАТРЯН

Поступила 5 мая 1999

В работе произведены оценки потоков энергии γ-излучения некоторых пульсаров.

1. *Введение.* Помимо радиоизлучения важной характеристикой пульсаров является также γ-излучение. Оно коррелируется с радиоизлучением пульсара и заключено примерно в том же телесном угле направленного пучка. Это излучение наблюдено только у нескольких объектов. Гамма-излучение образуется в радиационном канале пульсара (канал открытых магнитных силовых линий) и по своей природе является изгибным излучением движущихся по магнитным силовым линиям электронов, с ультрарелятивистскими энергиями. В радиационном канале существует сильное продольное электрическое поле (речь идет о компоненте E_B вдоль магнитных силовых линий), которое генерируется вращением магнитного поля нейтронной звезды. Поле E_B настолько сильное, что электроны под его воздействием, на небольших отрезках пути движения $\Delta r \ll R$ (R - радиус нейтронной звезды) приобретают высокие ультрарелятивистские энергии. Характерная энергия квантов изгибного излучения также оказывается высокой: $\hbar\omega_c \gg m_e c^2$.

Кванты изгибного излучения, рожденные в нижней части радиационного канала пульсара, в области с высотой $h \approx 1.07 \cdot 10^7 \mu_{30}^{1/3} P^{-4/21}$ см (μ - магнитный момент нейтронной звезды, P -период пульсара) над магнитной шапкой звезды, пройдя небольшое расстояние, исчезают, рождая электронно-позитронные пары. Эта область называется магнитной воронкой. Здесь, благодаря многократно повторяющимся процессам испускания электронами и позитронами квантов изгибного излучения и аннигиляции этих квантов на e^+e^--пары, происходит бурное каскадное размножение частиц. В результате за короткое время в магнитной воронке формируются два интенсивных одинаковых ультрарелятивистских потока частиц: стремящийся по радиационному каналу вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку звезды поток позитронов. Таким образом, образованные в магнитной воронке кванты изгибного излучения, трансформируясь в электронно-позитронные пары, исчезают. Вблизи же потолка магнитной воронки и над ним, где пробег для процесса $\gamma \to e^+e^-$ становится достаточно большим, основная часть образованных квантов изгибного излучения выходит из радиационного канала, формируя пучок пульсирующего γ -излучения пульсара. Очагом формирования радиоизлучения пульсара является магнитная воронка [1,2]. Здесь действует специфический когерентный механизм образования радиоизлучения, обусловленный отрезками потоков электронов и позитронов (относительно малой энергии по сравнению с энергией вышеупомянутых основных потоков частиц), возникающих сразу же после процессов $\gamma \to e^+e^-$.

Поток энергии, обусловленный γ -излучением пульсара, на несколько порядков превышает поток энергии, связанный с его радиоизлучением. Интенсивность потока энергии γ -излучения пульсара (γ-светимость) определяется магнитным моментом μ и угловой скоростью вращения $2\pi/P$ нейтронной звезды. По наблюдаемым потокам энергии радиоизлучения пульсаров магнитные моменты нейтронных звезд были определены в нашей предыдущей работе [3]. Теперь, используя эти данные, мы можем оценить также γ -светимости пульсаров. Таким образом, в перспективе открывается возможность попытаться оценить и другие параметры нейтронных звезд известных пульсаров.

2. *Гамма-излучения пульсаров.* В каналах открытых магнитных силовых линий пульсара (радиационные каналы) происходят бурные радиационные процессы рождения квантов высоких энергий $e \to e + \gamma$ и рождение электронно-позитронных пар $\gamma \to e^-e^+$. Эти процессы обусловлены наличием здесь сильных магнитного и электрического полей. Радиационный канал - узкая воронкообразная часть магнитосферы нейтронной звезды, угол крайних открытых магнитных силовых линий которого относительно оси вращения равен [1]

$$\varepsilon_m(r) \approx c_\alpha (\Omega r/c)^{1/2}, \tag{1}$$

где $\Omega = 2\pi/P$, r -расстояние от центра звезды, α -угол наклона вектора магнитного диполя звезды относительно ее оси вращения, c_α -зависящий от α множитель, величина которого порядка единицы: $0.5 < c_\alpha < 1$.

Магнитное поле нейтронной звезды можно считать дипольным. В соответствии с этим в радиационном канале

$$B \approx \frac{2\mu}{r^3} = B_s \left(\frac{R}{r}\right)^3, \tag{2}$$

где B_s - магнитная индукция в звезде, $\mu = 0.5\, B_s$ - ее магнитный момент. В нейтронной звезде и в магнитосфере, благодаря ее быстрому вращению, генерируется сильное электрическое поле. Важную роль для излучения пульсаров играет электрическое поле в радиационном канале. Оно в основном имеет продольный характер, т.е. $E_B >> E_\perp$, где $E_\perp$-компонент напряженности электрического поля в перпендикулярном к силовым линиям направлении. В работе [1] было найдено

$$E_B \approx -\frac{\Omega B_S R^5}{cr^4} f\cos\alpha\,, \quad \varepsilon_m < \alpha < \pi/2 - \varepsilon_m \tag{3}$$

где $f \approx 2\left[\cos^2\alpha + \sin^2\alpha\cos(\varphi - \Omega t)\right]^2 \Big/ \left\{1 + 3\left[\cos^2\alpha + \sin^2\alpha\cos(\varphi - \Omega t)\right]^2\right\}^{1/2}$.

Усредненное по времени значение f находится в интервале $0.5 < f < 1$.

В радиационном канале уравнение движения электрона с учетом силы радиационного трения, обусловленного изгибным излучением, исследовалось в работах [4,5]. Результаты численного интегрирования уравнения движения (с начальным условием $\gamma(R) = 1$, где γ-энергия частицы в единицах $m_e c^2$) хорошо описываются следующими аппроксимациями

$$y(x) \approx a(x-1), \qquad 1 < x < 1 + 0.02/\Omega \tag{4}$$

$$y(x) \approx x^{-3/4}, \qquad 1 + 0.02/\Omega < x < 7\sqrt{\Omega} \tag{5}$$

$$y(x) \approx \left[200\Omega\ln\left(x/7\sqrt{\Omega}\right)\right]^{-1/3}, \qquad x > 7\sqrt{\Omega}\,. \tag{6}$$

Здесь $x = r/R$, $y = \gamma/\gamma_m$, $\gamma\, m_e c^2$ - энергия частицы, $a = R/z_m$, $z_m \approx 8.32 \cdot 10^3 \Big/ \left[\Omega\mu_{30}^{3/4} R_6^{-7/4}(f\cos\alpha)^{3/4}\right]$ - расстояние от магнитной шапки звезды, на котором энергия электрона достигает своего максимума $\gamma_m m_e c^2$, где

$$\gamma_m = 3.25 \cdot 10^8\left(\mu_{30} R_6^{-1} c_\alpha^{-2} f\cos\alpha\right)^{1/4}. \tag{7}$$

Здесь в основном речь будет идти о расстояниях $1 \le x \le 7\sqrt{\Omega}$, где разыгрываются основные пульсарные явления, и поэтому нам чаще всего приходится пользоваться аппроксимацией (5).

Характерная энергия квантов изгибного излучения равна [6]

$$\hbar\omega_c = \frac{3c\hbar\gamma^3}{2\rho_c} = 7.03\Omega^{1/2}\mu_{30}^{3/4} R_6^{-5/4} c_\alpha^{-1/2}(f\cos\alpha)^{3/4} x^{-11/4} \text{ эрг}, \tag{8}$$

где

$$\rho_c \approx \frac{4r}{3\varepsilon_m} \approx \frac{4}{3c_\alpha}\left(\frac{cr}{\Omega}\right)^{1/2} \tag{9}$$

радиус кривизны магнитной силовой линии, по которой движется частица. Средняя длина пробега электрона, необходимая для испускания кванта изгибного излучения с энергией (8), равна [1,6]

$$l_e = \frac{9c\hbar\rho_c}{4e^2\gamma} = 219\Omega^{-1/2}\mu_{30}^{-1/4}\left(c_\alpha^2 f\cos\alpha/R_6^3\right)^{-1/4} x^{5/4}\ \text{см}. \qquad (10)$$

А пробег для процесса рождения пары квантом $\gamma_m \to e^+e^-$:

$$l_\gamma \approx \frac{297 R_6^{19/4} x^{25/4}}{\Omega\mu_{30}^{7/4} c_\alpha^{1/2}(f\cos\alpha)^{3/4}}\ \text{см},\ \alpha < \pi/2. \qquad (11)$$

Таким образом, в проблеме излучения пульсаров мы имеем четыре характерных расстояний: радиус нейтронной звезды R, пробег z_m, на котором энергия частицы в радиационном канале достигает значения насыщения $m_e c^2\gamma(x)$, пробег l_e для испускания частицей кванта изгибного излучения с характерной энергией (8) и пробег этого кванта l_γ для его аннигиляции на электронно-позитронную пару. Сумма этих пробегов $l = z_m + l_e + l_\gamma$ значительно меньше расстояния R, на котором электрическое поле E_B испытывает заметное изменение. Это важное обстоятельство является причиной того, что в нижней части радиационного канала образуется особая область (магнитная воронка), где, благодаря многократно повторяющимся процессам испускания электронами и позитронами квантов изгибного излучения и аннигиляции этих квантов на e^+e^--пары, происходит бурное размножение частиц. В [1,2] для высоты магнитной воронки было найдено

$$h \approx 7.56\cdot 10^6 c_h \Omega^{4/21}\mu_{30}^{1/3} R_6^{2/7}\left(c_\alpha^{2/3} f\cos\alpha\right)^{1/7}\ \text{см},\quad \alpha \neq \pi/2, \qquad (12)$$

где c_h -коэффициент порядка единицы, учитывающий возможную неточность в определении высоты области, где происходит формирование радиоизлучения пульсара.

Вычисление интенсивности γ -излучения пульсара не представляет труда. Частицы движутся по силовым линиям магнитного поля, и их уравнение движения с учетом силы радиационного трения уже интегрировано. В результате определена энергия электрона в зависимости от расстояния, и она определяется аппроксимациями (4)-(6). Используя эти аппроксимации, мы можем вычислить потоки энергии пульсара, обусловленные γ -излучением и частицами. Энергия электрона, теряемая на отрезке пути магнитной силовой линии $ds \approx dr = cdt$, в виде квантов излучения с характерной энергией (8), равна

$$dE_\gamma = \frac{2e^2}{3c^2}\left(\frac{c^2\gamma^2}{\rho_c}\right)\frac{dr}{c} \approx 3.22\cdot 10^4\,\frac{\Omega\mu_{30} f\cos\alpha}{R_6 c_\alpha^2}\frac{dx}{x^4}, \qquad (13)$$

где для ρ_c использована формула (9), а для $\gamma = \gamma_m y$ - аппроксимация (5). Кванты, рожденные в магнитной воронке, расходуются на образование e^+e^--пар, следовательно формирование пучка γ-излучения пульсара происходит в верхней части радиационного канала, расположенной над магнитной воронкой, т.е. на расстояниях $r_h \geq r + h \approx h$. Характерная энергия квантов изгибного излучения в зависимости от $x = r/R$ определяется формулой (8). Разрешая ее относительно x и подставляя полученное выражение в (13), получаем распределение γ-излучения электрона по энергиям:

$$dE_\gamma = 1.4 \cdot 10^3 \Omega^{5/11} \mu_{30}^{2/11} R_6^{4/11} c_\alpha^{6/11} (f \cos\alpha)^{2/11} \varepsilon^{1/11} d\varepsilon, \quad \varepsilon_{\min} < \varepsilon < \varepsilon_{\max}. \quad (14)$$

Кванты с наименьшей энергией $\varepsilon_{\min}$ рождаются при выходе электронов из радиационного канала, а кванты с наибольшей энергией - вблизи потолка магнитной воронки. Подставляя в (8)

$$x_h \approx h/R \approx 7.56 c_h \mu_{30}^{1/3} \Omega^{4/21} R_6^{-5/7} \left(c_\alpha^{2/3} f \cos\alpha\right)^{1/7} \quad (15)$$

и опуская множители порядка единицы, получаем

$$\varepsilon_{\max} \approx 0.027 \Big/ \left(c_h^{11/4} \mu_{30}^{1/6} \Omega^{1/42}\right) \text{ эрг.} \quad (16)$$

Кванты с энергией $\varepsilon_{\max}$ испускаются электронами при выходе из радиационного канала, где их энергия определяется аппроксимацией (6). Вычисляя по этой формуле характерную энергию квантов изгибного излучения $3c\hbar\gamma^3/2\rho_c$, для $x \approx c/\Omega R$ получаем

$$\varepsilon_{\min} \approx 2.43 \cdot 10^{-5} \mu_{30}^{3/4} / (1 - 0.18 \ln\Omega) \text{ эрг,} \quad (17)$$

где опять пропущены множители со значением, близким к единице.

Интегрируя (13) в пределах от x_h до $x_c = c/\Omega R$, получаем полную энергию, выделяемую в диапазоне γ-излучения при прохождении электрона через радиационный канал:

$$E_\gamma \approx 25 \Omega^{3/7} R_6^{8/7} (f \cos\alpha)^{4/7} c_\alpha^{-2/7} c_h^{-3} \text{ эрг.} \quad (18)$$

Умножая эту энергию на проходящий через радиационный канал поток числа электронов [2],

$$I_e \approx 2.75 \cdot 10^{32} \frac{c_k}{c_h} \mu_{30}^{2/3} \Omega^{17/21} c_\alpha^{40/21} \Big/ R_6^{2/7} (f \cos\alpha)^{1/7}, \quad (19)$$

получим γ-светимость пульсара. Здесь c_k - безразмерный параметр порядка 0.1 [2,3]:

$$c_k \approx H/B\varepsilon_m, \quad (20)$$

где B - магнитная индукция в радиационном канале (она определяется формулой (2)), ε_m -приведенный в (1) угол, H -напряженность магнитного поля, создаваемая протекающим через магнитную воронку электрическим током перед ее захлопыванием. Этот ток обусловлен потоками электронов и позитронов. Таким образом, γ-светимость пульсара равна

$$L_\gamma = I_e E_\gamma \approx 6.87 \cdot 10^{33} \Omega^{26/21} \mu_{30}^{2/3} \frac{c_k c_\alpha^{1.6}}{c_h^4} R_6^{6/7} (f \cos\alpha)^{3/7} \text{ эрг/с.} \tag{21}$$

Приведем также исходящий из радиационного канала поток числа квантов:

$$L_N = \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} I_e dE_\gamma / \varepsilon \approx 3.05 \cdot 10^{36} \frac{c_k c_\alpha^{2.5}}{c_h^{5/4}} \Omega^{53/42} \mu_{30}^{5/6} \text{ квантов/с.} \tag{22}$$

Измеряемыми величинами являются плотности потоков энергии и числа квантов. Для определения этих величин необходимо знание телесного угла пучка γ -излучения. Это излучение в основном формируется вблизи потолка магнитной воронки. Его пучок имеет вид полого конуса, внутренняя поверхность которого определяется расстоянием $r_h \approx R + h \approx h$, а соответствующее внешней поверхности расстояние r_γ определим условием, что 90% излучения образуется в слое $h \le r \le r_\gamma$. Тогда, используя (13), находим, что $r_\gamma \approx 2.2 r_h \approx 2.3 h$. Поэтому внешний угол пучка γ -излучения должен быть порядка $\Omega_\gamma \approx 2.25 \pi \varepsilon_m^2 (2.3 h)$ [2]. Учитывая (1), (12), находим

$$\Omega_\gamma \approx 4.1 \cdot 10^{-3} \Omega^{25/21} \mu_{30}^{1/3} c_h R_6^{2/7} c_\alpha^{2.1} (f \cos\alpha)^{1/7}, \quad \alpha \neq \pi/2 \; . \tag{23}$$

Теперь, прежде чем привести формулы для требуемых величин, учтем, что ранее для магнитного момента нейтронной звезды пульсара была получена формула [2]

$$\mu_{30} \approx 1.33 \cdot 10^{-3} \frac{c_h^{3/20}}{c_k^{6/5}} \frac{\left(S_{400} d_{\text{кпк}}^2\right)^{0.6}}{P^{1/35}}, \tag{24}$$

где S_{400} -плотность потока энергии в единицах mJy=10^{-26} эрг/с·см²Гц, $d_{\text{кпк}}$ -расстояние пульсара в единицах килопарсек, $P = 2\pi/\Omega$ - период пульсара.

Учитывая (23), получаем следующие формулы для потока и плотности потоков γ -излучения пульсара:

$$L_\gamma \approx 8.09 \cdot 10^{32} \frac{c_k^{0.2} c_\alpha^{1.6}}{c_h^{3.9}} \frac{\left(S_{400} d_{\text{кпк}}^2\right)^{0.4}}{P^{44/35}} \text{ эрг/с,} \tag{25}$$

где пропущен множитель $R_6^2 (f \cos\alpha)^{3/7} \approx 1$,

$$F_\gamma \approx \frac{L_\gamma}{\Omega_\gamma d^2} \approx 2.11 \cdot 10^{-8} \frac{c_k^{0.6}}{c_\alpha^{0.5} c_h^{4.95}} \frac{S_{400}^{0.2}}{d_{\text{кпк}}^2 P^{2/35}} \text{ эрг/ с·см}^2 \tag{26}$$

(пропущен множитель $R_6^2 (f \cos\alpha)^{2/7}$), и, наконец,

$$F_N = \frac{L_N}{\Omega_\gamma d^2} \approx 3.25 \cdot 10^{-6} \frac{c_k^{0.4}}{c_h^{2.2}} \frac{S_{400}^{0.3}}{P^{3/35} d_{\text{кпк}}^{1.4}} \text{ квантов/с,} \tag{27}$$

Таблица 1

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ С ОТНОСИТЕЛЬНО БОЛЬШИМИ ПЛОТНОСТЯМИ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ

PSR B	P (с)	d (кпк)	S_{400} (мЯн)	$\lg\left(c_k^{-0.2} c_h^{3.9} L_\gamma\right)$ (эрг/с)		$\lg\left(c_k^{-0.6} c_h^{4.95} F_\gamma\right)$ (эрг/с)	
				$c_k=c_h=1$	$c_k=0.1$ $c_h=2$	$c_k=c_h=1$	$c_k=0.1$ $c_h=2$
1855+09	0.00531	1	31	36.37	34.99	-7.22	-9.31
1257+12	0.00621	0.62	20	36.04	34.66	-6.93	-9.02
0531+21	0.0334	2	950	36.20	34.82	-7.45	-9.54
1534+12	0.0379	0.68	36	35.18	33.81	-6.99	-9.08
0833-45	0.0892	0.5	5000	35.47	34.09	-6.37	-8.46
0655+64	0.1958	0.48	6	33.88	32.48	-6.95	-9.04
1908+07	0.2123	0.53	6.5	33.86	32.48	-7.01	-9.10
1929+10	0.2265	0.17	250	34.06	32.69	-5.90	-7.99
0950+08	0.2531	0.12	400	33.96	32.59	-5.62	-7.71
1451-68	0.2634	0.45	350	34.38	33.00	-6.55	-8.65
1702-19	0.2989	1.19	30	34.22	32.84	-7.45	-9.54
0450+55	0.3407	0.78	60	34.12	32.75	-7.10	-9.19
2048-72	0.3413	1.11	29	34.12	32.74	-7.41	-9.49
2020+28	0.3434	1.3	110	34.40	33.03	-7.40	-9.49
1915+15	0.3708	0.74	3	33.54	32.16	-7.31	-9.41
0906-17	0.4016	0.62	16	33.72	32.35	-7.06	-9.15
1604-00	0.4218	0.59	60	33.91	32.53	-6.91	-8.10
1952+29	0.4267	0.42	20	33.59	32.22	-6.77	-8.86
1944+17	0.4406	0.86	35	33.92	32.55	-7.22	-9.31
0254-53	0.4477	1.15	17	33.89	32.51	-7.48	-9.57
2021+51	0.5292	1.22	65	34.05	32.68	-7.41	-9.50
0823+26	0.5306	0.38	65	33.64	32.27	-6.60	-8.69
2016+28	0.5579	1.1	320	34.26	32.89	-7.20	-9.29
1749-28	0.5625	1.53	1150	34.59	33.22	-7.32	-9.41
0942-13	0.5702	0.7	25	33.65	32.28	-7.11	-9.20
0203-40	0.6305	0.88	11	33.53	32.16	-7.34	9.43
1706-16	0.6530	1.27	45	33.88	32.51	-7.48	-9.57
1601-52	0.6580	1.24	30	33.80	32.43	-7.49	-9.58
1322+83	0.6700	0.8	10	33.45	32.08	-7.29	-9.38
1540-06	0.7091	1.16	30	33.74	32.36	-7.45	-9.54
0329+54	0.7145	1.43	1650	34.50	33.13	-7.25	-9.54
1822-0.9	0.7689	1.03	30	33.65	32.28	-7.37	-9.46
0149-16	0.8327	0.79	19	33.44	32.06	-7.23	-9.32
0031-07	0.9429	0.68	95	33.60	32.22	-6.99	-9.08
2152-31	1.030	0.92	11	33.28	31.91	-7.39	-9.48
1530+27	1.125	0.97	12	33.26	31.89	-7.42	-9.51
1123+16	1.188	0.27	300	33.35	31.98	-6.25	-8.34
0538-75	1.246	1.1	75	33.57	32.20	-7.35	-9.44
0834+06	1.274	0.72	85	33.43	32.06	-7.04	-9.13
0809+74	1.292	0.31	80	33.12	31.75	-6.46	-8.55
1919+21	1.337	0.66	200	33.53	32.15	-6.91	-9.00
1530-53	1.369	1.13	70	33.52	32.14	-7.37	-9.46
2156-56	1.3736	0.86	2.1	32.81	31.44	-7.49	-9.58
1237+25	1.382	0.56	110	33.35	31.97	-6.85	-8.94
0301+19	1.387	0.94	35	33.33	31.95	-7.31	-9.40
0917+63	1.568	0.76	4	32.81	31.43	-7.35	-9.44
1112+50	1.656	0.54	14	32.88	21.50	-7.01	-9.10
0826-34	1.849	0.52	16	32.83	31.45	-6.97	-9.06
2045-16	1.962	0.64	125	33.22	31.85	-6.94	-9.03
1845-19	4.308	0.96	20	32.62	31.24	-7.40	-9.49

Здесь пропущен множитель $c_{\alpha}^{0.4}\, R_6^2 (f \cos\alpha)^{1/7}$.

Ереванский государственный
университет, Армения

GAMMA-RAY RADIATION OF PULSARS

G.S.SAHAKIAN, H.F.KHACHATRYAN

The fluxes of gamma radiation some of pulsars are estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **39**, 303, 489, 1996.
2. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, в печати.
3. *Г.С.Саакян, Г.Ф.Хачатрян*, Астрофизика, **42**, 433, 1999.
4. *Г.С.Саакян, Э.В.Чубарян*, Астрофизика, **37**, 255, 1994.
5. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **38**, 143, 1995.
6. *Г.С.Саакян*, Физика нейтронных звезд, ОИЯИ, Дубна, 1995.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 42, 1999 год.

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 1

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

CONTENTS

Number 1

CONTENTS

Number 2

CONTENTS

Number 3

CONTENTS

Number 4

CONTENTS

Индекс 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)