

ОЦЕНКИ ПРИЛИВНЫХ РАДИУСОВ ТРЕХ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

© 2015 В. М. Данилов*, А. В. Локтин**

*Коуровская астрономическая обсерватория, Уральский федеральный университет,
Екатеринбург, 620000 Россия*

Поступила в редакцию 9 февраля 2015 года; принята в печать 20 июля 2015 года

Разработан новый метод оценки приливных радиусов и масс рассеянных звездных скоплений (РЗС) по данным о координатах в картинной плоскости и собственных движениях и/или лучевых скоростях движения звезд—членов скоплений. Для этого выполнен корреляционный и спектральный анализ колебаний модулей составляющих поля скоростей движения звезд относительно центра масс скопления, вдоль трех координатных плоскостей и вдоль каждой из осей координат в пяти моделях РЗС. Вычислены взаимные корреляционные функции для флуктуаций модулей составляющих поля скоростей. Пространственное Фурье-преобразование взаимных корреляционных функций при нулевом сдвиге по времени использовалось для вычисления спектров волновых чисел k колебаний модулей компонент поля скоростей движения звезд. В спектрах колебаний этих величин наблюдаются серии локальных максимумов, расположенных по k на равных расстояниях друг от друга. Для всех пяти моделей РЗС получено одинаковое соотношение между приливным радиусом скопления и разностью Δk значений k соседних точек локальных максимумов в спектрах колебаний модулей составляющих поля скоростей. Это соотношение использовалось для оценки приливных радиусов и масс РЗС Плеяды, Ясли и М 67 по данным о собственных движениях звезд—членов этих скоплений и данным о координатах этих звезд в картинной плоскости. Построены радиальные зависимости величин модулей тангенциальных и радиальных проекций скоростей движения звезд в скоплении, полученных по данным о собственных движениях этих звезд относительно центра скопления в картинной плоскости, а также соответствующие им автокорреляционные функции и спектры волновых чисел колебаний модулей составляющих поля скоростей. Получены оценки вириальных масс скопления Плеяды в случаях изолированности и неизолированности скопления, а также оценки динамической массы скопления Плеяды в случае его нестационарности и неизолированности. Приведены оценки соответствующих этим массам приливных радиусов скопления Плеяды.

Ключевые слова: *звезды: кинематика и динамика — рассеянные скопления и ассоциации: индивидуальные: Плеяды, Ясли, М 67*

1. ВВЕДЕНИЕ

Оценки приливных радиусов R_t рассеянных звездных скоплений (РЗС) обычно получают с использованием фотометрических и кинематических данных о звездах—членах скоплений (см., например, [1, 2]) и формулы для R_t из [3]. Часто при этом используются результаты звездных подсчетов в окрестностях РЗС [4, 5], а также параметры, характеризующие силовое поле Галактики в окрестностях этих скоплений [1, 2, 5]. Представляет интерес также определение величин R_t для РЗС с использованием спектров колебаний этих скоплений. Изучение спектров колебаний численных динамических моделей РЗС [6] проводилось в

недавних работах [7–9]. Колебания фазовой плотности f и потенциала U в моделях РЗС на разных расстояниях r от центра скопления рассматривались в работах [7, 8]. Спектры частот колебаний f и U были получены с использованием соответствующих этим колебаниям взаимных корреляционных функций и их Фурье-преобразования. В этих же работах были обнаружены несколько десятков неустойчивых колебаний значений f и U , получены оценки времени нарастания амплитуд таких колебаний в ϵ раз. В работе [8] исследовались колебания f и U в модели скопления I при разных значениях параметра сглаживания ϵ силовых функций в уравнениях движения звезд (начальные параметры шести моделей РЗС приведены в таблице 1 из [6]; каждая модель скопления состоит из 500 звезд с массами, равными солнечной; скопление движется по круговой орбите радиуса

*E-mail: Vladimir.Danilov@urfu.ru

**E-mail: Alexander.Loktin@urfu.ru

$R_G = 8200$ пк в плоскости Галактики вокруг ее центра в поле сил потенциала [10]; в начальный момент каждая модель РЗС состоит из двух однородных по плотности сферических подсистем (ядро и гало) с совпадающими центрами масс; модели РЗС в [6] пронумерованы в порядке уменьшения степени нестационарности скопления). Выполненный в [8] анализ изменений спектров колебаний f и U при изменении сглаживающего параметра ϵ приводит к выводам о «повторяемости» спектров при некоторых фиксированных значениях ϵ и о существовании определенных соотношений между размерами скопления и длинами волн в скоплении, что, возможно, связано с дискретностью длин волн и фаз колебаний в волнах. В работе [9] вычислены пространственные взаимные корреляционные функции для флуктуаций фазовой плотности f и модулей средних скоростей звезд v моделей скоплений [6], а также спектры волновых чисел $k = 1/\lambda$ колебаний f и v . Согласно [9], основные по мощности колебания f и v расположены в области малых значений волнового числа k (и больших длин волн $\lambda > 1$ пк). В работе [9] обнаружены повторяющиеся по k с равным шагом Δk колебания v в моделях 1–3, 5–6 скоплений с меньшей плотностью, чем в модели 4; для моделей 1–3, 5–6 получено соотношение $R_t \Delta k \simeq 1$. Поэтому длины волн двух или нескольких соседних по k колебаний v в скоплениях могут быть использованы для оценки величин R_t (и полных масс РЗС).

Представляет интерес построение и анализ спектров волновых чисел колебаний компонентов поля скоростей в моделях РЗС [6], а также применение полученного для $R_t \Delta k$ соотношения к оценке параметров нескольких близких к Солнцу РЗС по данным о собственных движениях звезд-членов этих скоплений.

Оценки параметров РЗС по данным наблюдений желательно проводить несколькими разными методами (для сравнения соответствующих этим методам оценок между собой). Величины R_t могут быть также определены по данным о массах M_{C1} РЗС, полученных с использованием функций светимости и масс звезд этих скоплений. В качестве оценок величин M_{C1} также могут быть использованы оценки динамических масс РЗС, полученные в рамках различных предположений о вириальном равновесии, неизолированности и нестационарности этих скоплений [11].

Целями данной работы являются:

(1) вычисление пространственных взаимных корреляционных функций и спектров волновых чисел колебаний модулей компонентов поля скоростей звезд в моделях РЗС [6];

(2) вычисление радиальных зависимостей (от ρ) модулей тангенциальных V_t и радиальных V_ρ проекций скоростей движения звезд, полученных по данным о собственных движениях и координатах звезд относительно центра скопления в картинной плоскости;

(3) вычисление автокорреляционных функций для зависимостей $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$, а также спектров $S(k_\rho)$ колебаний величин V_t и V_ρ в их зависимостях от ρ для скоплений Плеяды, Ясли и М 67;

(4) оценки величин R_t для этих скоплений с использованием спектров $S(k_\rho)$ и оценок динамических масс РЗС;

(5) обсуждение возможностей оценки величин R_t , M_{C1} и анализа динамики РЗС с использованием данных о собственных движениях звезд-членов этих скоплений.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И МЕТОДИКИ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Пусть $v = |\mathbf{v}|$, где $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ — средний вектор скорости движения n_{st} звезд из окрестностей точки с координатой $\mathbf{r} = (x, y, z)$ в модели скопления в момент времени t ; $r = |\mathbf{r}|$; координаты v_x, v_y, v_z вектора \mathbf{v} получены усреднением величин v_x, v_y, v_z этих n_{st} звезд; x, y, z — прямоугольные декартовы координаты с началом в центре масс скопления. Обозначим $v_r = |xv_x + yv_y + zv_z|/r$ и $v_t = \sqrt{v^2 - v_r^2}$ модулями радиальной и тангенциальной составляющих вектора скорости \mathbf{v} (выражение для v_r получается после преобразования координат вектора \mathbf{v} из системы (x, y, z) в сферические координаты (r, θ, ϕ) , см., например, [12], таблицы 6.5-1, стр. 183, и замены тригонометрических функций координат θ, ϕ на соответствующие этим функциям выражения через величины x, y, z, r). Аналогично, для спроецированного на плоскость (x, y) скопления в случае двумерного поля скоростей $V = |\mathbf{V}|$, где $\mathbf{V} = (v_x, v_y)$, после преобразования координат вектора \mathbf{V} из системы (x, y) в полярные координаты (ρ, φ) запишем: $V_\rho = |xv_x + yv_y|/\rho$ и $V_t = \sqrt{V^2 - V_\rho^2}$ — выражения для модулей радиальной и тангенциальной составляющих вектора скорости \mathbf{V} (в этом случае $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$). Обозначим: $V_\mu = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ и $V_r = |v_z|$ — модули проекций вектора \mathbf{v} на плоскость (xy) и на ось z соответственно. Далее в пределах этого раздела мы будем использовать обозначения V_μ, V_r, V_ρ и V_t и при проецировании скопления на две другие координатные плоскости. В этих случаях $V_\mu = \sqrt{v_x^2 + v_z^2}$, $V_r = |v_y|$, $V_\rho = |xv_x + zv_z|/\rho$, $\rho = \sqrt{x^2 + z^2}$ и

$V_t = \sqrt{v_x^2 + v_z^2 - V_\rho^2}$, если рассматривается проекция скопления на плоскость (xz) , и $V_\mu = \sqrt{v_y^2 + v_z^2}$, $V_r = |v_x|$, $V_\rho = |y v_y + z v_z|/\rho$, $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$, $V_t = \sqrt{v_y^2 + v_z^2 - V_\rho^2}$, если рассматривается проекция скопления на плоскость (yz) . Отметим, что величины V_ρ и V_t могут быть определены как для поля скоростей звезд \mathbf{V} , так и для отдельных звезд скопления.

Следуя [9], а также [13, 14], в данной работе были вычислены пространственные взаимные корреляционные функции (ВКФ) $K_X(r)$, $K_Y(\rho)$ и спектры $S_X(k_r)$, $S_Y(k_\rho)$ волновых чисел k_r , k_ρ колебаний величин v_t и v_r , а также величин V_μ , V_r , V_ρ и V_t , полученных при проецировании скоростей движения звезд на три координатные плоскости в моделях 1–3, 5–6 РЗС [6], здесь X — одна из координат вектора $\mathbf{u} = (v_t, v_r)$, а Y — одна из координат вектора $\mathbf{w} = (V_\mu, V_r, V_\rho, V_t)$; $k_r = 1/\lambda_r$, $k_\rho = 1/\lambda_\rho$, λ_r и λ_ρ — длины волн рассматриваемых колебаний в пространствах r и ρ соответственно. При вычислении функций $K_X(r)$ рассматривались корреляции между флуктуациями величин X в центре масс и на расстоянии r от центра масс скопления. Методика вычислений функций $K_X(r)$ описана в [9] на примере функций $K_v(r)$ для флуктуаций величин v , где функция $K_v(r)$ получена усреднением взаимных корреляций (это функции $C_j(0, \mathbf{0}, \Delta \mathbf{r})$ в обозначениях [9]) по двум угловым переменным в сферической системе координат, а погрешности функций $K_X(r)$ вычисляются как погрешности средних по этим двум угловым переменным значений взаимных корреляций между флуктуациями величин X при $r = 0$ и $r = \text{const} \neq 0$. При вычислении $K_Y(\rho)$ для проекций средних скоростей движения звезд на плоскость (x, y) рассматривались корреляции между флуктуациями величин Y в точках $(\rho = \psi = 0, z = z_i)$ и $(\rho = \rho_j, \psi = \psi_l, z = z_i)$, где $i = 1, \dots, 21$, $j = 1, \dots, 60$, $l = 1, \dots, 32$, $z \in [-R_t, R_t]$, $\rho \in [0, R_t]$, $\psi \in [0, 2\pi)$; $\Delta z = 0.1R_t$, $\Delta \rho = R_t/60$ и $\Delta \psi = \pi/16$ — расстояния между соседними точками по z , ρ и ψ соответственно; величины $K_Y(\rho)$ получены усреднением взаимных корреляций по угловой переменной ψ и координате z в цилиндрической системе координат (ρ, ψ, z) . Погрешности функций $K_Y(r)$ вычисляются как погрешности средних по ψ и z значений взаимных корреляций. Пространственное Фурье-преобразование взаимных корреляционных функций при нулевом сдвиге по времени использовалось для вычисления спектров $S_X(k_r)$, $S_Y(k_\rho)$ волновых чисел колебаний значений координат векторов \mathbf{u} и \mathbf{w} . Методика вычисления спектров и их погрешностей описана в [9].

Пусть Y_1, \dots, Y_n — n последовательных и равноотстоящих по ρ значений одной из координат Y вектора \mathbf{w} (здесь величина Y представлена в виде суммы систематической и случайной составляющих, а Y_i рассматриваются как результаты наблюдений процесса, в котором случайная составляющая соответствует стационарному случайному процессу). Согласно [15], раздел 8.2.1, формулы (7) и (8), автокорреляционную функцию (или, в терминах [15], несмещенную оценку для ковариационной последовательности величин Y_j и Y_{j+i}) можно записать в следующем виде:

$$K_Y(\rho_i) = \frac{1}{n-i} \sum_{j=1}^{n-i} Y_j Y_{j+i} - \frac{1}{(n-i)^2} \sum_{j=1}^{n-i} Y_j \sum_{j=1}^{n-i} Y_{j+i}, \quad (1)$$

$$i = 0, \dots, n-1.$$

Согласно [15], функция $K_Y(\rho)$ — является четной функцией от ρ . Отметим, что пространственная ВКФ [9] зависит от усреднений величин Y_i по всем моментам времени, для которых вычислена модель РЗС и выполняются все необходимые проверки точности вычислений (см. [8]). В отличие от пространственной ВКФ, автокорреляционная функция $K_Y(\rho)$ зависит лишь от координаты Y вектора \mathbf{w} в момент времени наблюдения РЗС. Пространственное Фурье-преобразование функций $K_Y(\rho)$ в нашей работе использовалось для вычисления спектров $S_Y(k_\rho)$ волновых чисел k_ρ колебаний значений координаты Y вектора \mathbf{w} . Использовалась та же методика вычисления спектров, что и для пространственных ВКФ в [9].

Функции видимой плотности числа звезд $F(\rho)$ в РЗС в данной работе были получены по звездам, ближайшим к окружности радиуса ρ в картинной плоскости с центром в центре скопления. Для вычисления $F(\rho)$ при $\rho = \text{const}$ с шагом $\Delta \varphi = 1^\circ$ по углу φ относительно центра скопления в картинной плоскости вычислялись координаты узловых точек. Затем по n_{st} звездам, ближайшим к каждой узловой точке, вычислялись видимые плотности числа звезд. Далее величины $F(\rho)$ вычислялись как средние по всем узловым точкам видимые плотности числа звезд (погрешности этих средних равны погрешностям величин $F(\rho)$). Распределения видимой плотности $F(\rho)$ сглаживались методом локальной взвешенной регрессии [16] до приведения их к виду монотонно убывающих по ρ функций, значения которых принимались равными нулю при $\rho = R_m$, где R_m — радиус области, в которой исследуется поле скоростей звезд скопления. Для перехода от распределения видимой плотности чис-

ла звезд $F(\rho)$ к распределению пространственной плотности $f(r)$ в данной работе использовались предположение о сферической симметрии распределения звезд (и массы) в скоплении, а также решение интегрального уравнения Абея (8.5) для функции $f(r)$, записанное в виде (8.7) и (8.8) в книге [17].

Пусть N_c — число звезд в РЗС, полученное по собственным движениям звезд и данным фотометрии. Как и в работе [11], после вычисления пространственных плотностей числа звезд $f(r)$ в рассмотренных РЗС с помощью датчика случайных чисел были заданы пространственные положения $6N_c$ звезд в сферической системе координат (r, θ, ϕ) для каждого скопления. Функция $f(r)$ использовалась для вычисления плотности распределения

$p_a(r) = \int_0^r f(\rho) \rho^2 d\rho / \int_0^{R_m} f(\rho) \rho^2 d\rho$ вероятностей попадания звезды в интервал $r \in (0, R_m)$; $p_a(0) = 0$, $p_a(R_m) = 1$. Дискретная случайная величина r с заданной плотностью $p_a(r)$ была распределена в интервале $r \in (0, R_m)$ согласно методике [18], стр. 26. Величины θ и ϕ были распределены в интервалах $\theta \in (0, \pi)$ и $\phi \in (0, 2\pi)$ с плотностями $p_b(\theta) = \frac{1}{2} \sin \theta$ и $p_c(\phi) = \frac{1}{2\pi}$ соответственно (плотности $p_b(\theta)$ и $p_c(\phi)$ обеспечивают равномерное распределение звезд по углам θ и ϕ для каждого фиксированного значения r). В результате были получены наборы значений (r_i, θ_i, ϕ_i) , $i = 1, \dots, 6N_c$. Каждый из шести наборов координат N_c звезд имитирует данное скопление звезд. При оценке ряда параметров РЗС вычислялись средние величины этих параметров и стандартные отклонения от среднего по шести наборам координат N_c звезд.

Используя выражение (10) из [11], для оценки вириальных масс неизолированных РЗС по данным о дисперсии скоростей звезд σ_v^2 и размерах скоплений, находим:

$$M_{\text{vir}} = 2\bar{R} \left[\sigma_v^2 - (\alpha_1 + \alpha_3) \bar{r}^2 / 3 \right] G^{-1}, \quad (2)$$

где $\bar{R} = \langle 1/r_{ij} \rangle^{-1}$ — средний радиус скопления, r_{ij} — расстояние между i -ой и j -ой звездами скопления, угловые скобки в формуле для \bar{R} означают усреднение по всем парам звезд в скоплении; α_1 и α_3 — постоянные, характеризующие силовое поле Галактики в окрестности круговой орбиты скопления, $\alpha_1 < 0$ и $\alpha_3 > 0$ (их числовые значения для моделей 1–6 РЗС определены в [6] с использованием модели потенциала Галактики [10]), G — гравитационная постоянная; в случае $\alpha_1 = \alpha_3 = 0$ из (1) получаем оценку вириальной массы изолированного скопления.

$\bar{r}^2 = \int_0^{R_m} f(r) r^4 dr / \int_0^{R_m} f(r) r^2 dr$ — средний квадрат расстояния звезды от центра скопления, $f(r)$ — распределение пространственной плотности числа звезд в скоплении.

Для оценки динамических масс нестационарных и неизолированных РЗС используем полученное для таких систем в [11] соотношение (13) между массой и величиной σ_v^2 , согласно которому запишем:

$$M_d = 2\bar{R}R_u \left[2\sigma_v^2 - (\alpha_1 + \alpha_3) \bar{r}^2 / 3 \right] G^{-1} (\bar{R} + R_u)^{-1}, \quad (3)$$

где $R_u = \langle 1/r_i \rangle^{-1}$, r_i — расстояние i -ой звезды от центра масс скопления, в формуле для R_u угловые скобки означают усреднение по всем звездам скопления.

Рассмотренные в этом разделе формулы и методики использовались далее при изучении моделей РЗС, а также скоплений Плеяды, Ясли и М 67.

3. КОЛЕБАНИЯ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД В МОДЕЛЯХ РЗС

Рассмотрим колебания модулей тангенциальной и радиальной составляющих поля скоростей \mathbf{v} движения звезд в моделях 1–3, 5–6 РЗС [6]. На рис. 1 приведены графики функций пространственной взаимной корреляции $K_X(r)$ (рис. 1а и 1б) и спектры $S_X(k_r)$ (рис. 1с и 1д) волновых чисел k_r колебаний величин X при $X = v_t, v_r$ в модели 1 РЗС при $n_{\text{st}} = 6$. Величины r и $K_X(r)$ приведены в пк и (пк/млн лет)² соответственно. Величины k_r и $S_X(k_r)$ приведены в пк⁻¹ и пк³/(млн лет)² соответственно. При построении рис. 1 и 2 использовались фазовые координаты звезд (ФКЗ) 11-го порядка точности, см. [6]. Согласно рис. 1а и 1б, величины $K_X(r)$ быстро убывают с увеличением r при $r \leq 1.4$ пк для $X = v_t(r)$ и при $r \leq 2.44$ пк для $X = v_r(r)$, после чего величины $K_{v_t}(r)$ в среднем возрастают, а на кривой $K_{v_r}(r)$ (см. рис. 1б) хорошо заметен локальный максимум вблизи $r = 8.2$ пк; в спектре $S_{v_r}(k_r)$ на рис. 1д ему соответствует локальный максимум вблизи значенний $k_r \simeq 0.118$ – 0.123 пк⁻¹ (далее для краткости размерности пк⁻¹ для всех волновых чисел мы не приводим). Увеличение $K_X(r)$ с ростом r указывает на повышение роли колебаний с большими длинами волн λ_r (и малыми k_r) в динамической эволюции модели скопления. На графиках $K_X(r)$ также можно заметить многочисленные невысокие локальные максимумы, приводящие к появлению равноотстоящих друг от друга по k_r на величину Δk_r локальных максимумов в спектрах колебаний $S_X(r)$ (см. рис. 1с и 1д). Для моделей 2, 3, 5,

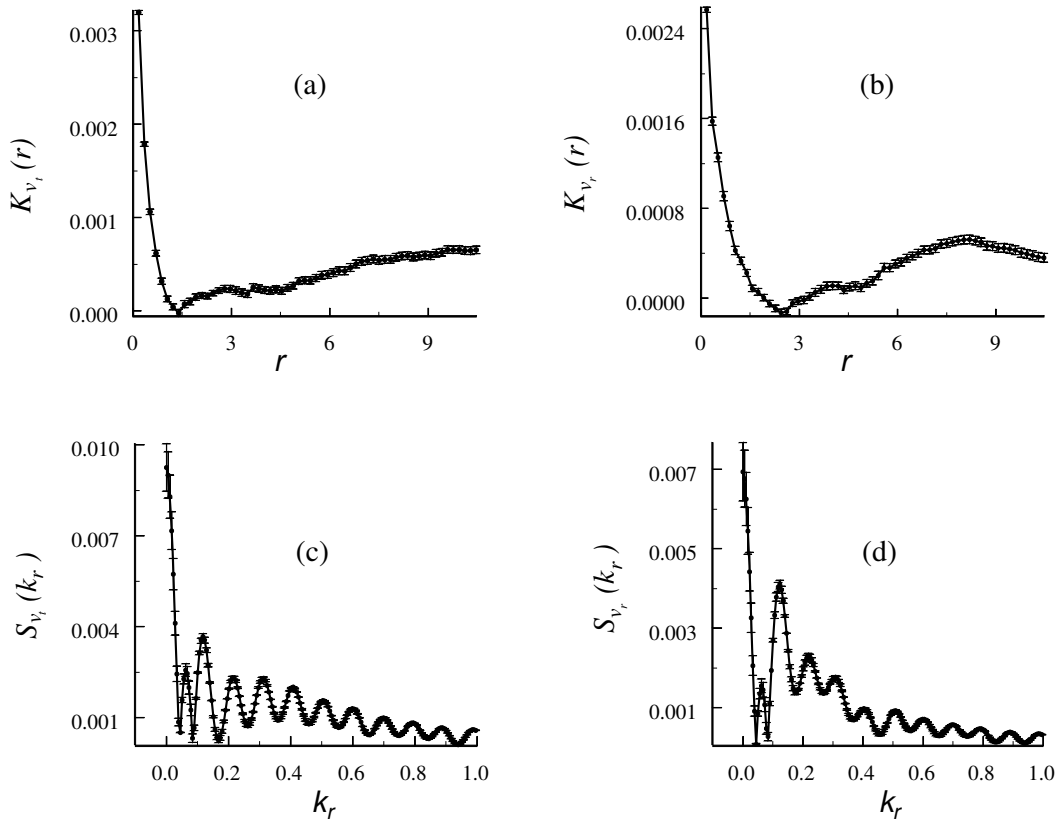


Рис. 1. Функции пространственной взаимной корреляции и спектры волновых чисел колебаний величин v_t (a, c) и v_r (b, d) в модели 1 РЗС при $n_{st} = 6$.

6 РЗС зависимости от r величин $K_X(r)$ и $S_X(r)$ мы не приводим, т.к. они имеют качественно такой же характер, как и на рис. 1. В таблице 1 для моделей 1–3, 5–6 РЗС приведены величины $R_t \Delta k_r$ и значения $k_r = k_{in}$, соответствующие точке первого локального максимума на спектрах $S_X(r)$ в серии таких максимумов, расположенных в области $k_r \geq k_{in}$; также в таблице 1 приведены использованные при получении спектров значения n_{st} . Согласно таблице 1, $R_t \Delta k_r \simeq 1$ для всех рассмотренных моделей РЗС и принятых значений X и $n_{st} = 6, 30$ (оценки параметров колебаний в таблице 1 приведены для тех значений n_{st} , при которых выше локальные максимумы в спектрах $S_X(r)$ и меньше погрешности определения параметров $R_t \Delta k_r$ и k_{in}). Отметим, что $R_t \Delta k_r \simeq 1$ для тех же моделей 1–3, 5–6 РЗС, в которых наблюдаются равноотстоящие на Δk по волновому числу k локальные максимумы в спектрах колебаний величин v , см. [9]. Таким образом, если в спектрах волновых чисел колебаний величин v моделей РЗС наблюдаются периодические структуры с периодом $\Delta k \simeq R_t^{-1}$, то они наблюдаются и в спектрах колебаний величин v_t и v_r , модулей тангенциальной и радиальной составляющих поля скоростей \mathbf{v} движения звезд в РЗС. Отсутствуют

такие периодические структуры лишь в спектрах волновых чисел колебаний значений v , v_t , v_r в наиболее плотной модели 4 РЗС (см. выше).

Рассмотрим колебания величин $Y = V_\mu, V_r$ — модулей двух составляющих поля скоростей \mathbf{v} движения звезд в моделях 1–3, 5–6 РЗС [6], наблюдаемых в направлении каждой из координатных осей ξ, η, ζ в проекции на перпендикулярную этой оси координатную плоскость (η, ζ) , (ξ, ζ) , (ξ, η) соответственно. На рис. 2 приведены графики функций пространственной взаимной корреляции $K_Y(k_\rho)$ и спектры $S_Y(k_\rho)$ при $Y = V_\mu, V_r$ для проекции модели 1 РЗС на плоскость (η, ζ) при $n_{st} = 6$. Величины $K_Y(k_\rho)$, $S_Y(k_\rho)$, k_ρ , ρ приведены на рис. 2 в $(\text{пк}/\text{млн лет})^2$, $(\text{пк}^3/(\text{млн лет})^2)$, пк^{-1} , пк соответственно. Согласно рис. 2а, величины $K_Y(\rho)$ в среднем убывают с увеличением ρ как для $Y = V_\mu$, так и для $Y = V_r$ (для этих значений Y зависимости $K_Y(\rho)$ помечены на рис. 2 буквами μ и r соответственно). Таким образом, с увеличением ρ в этой проекции модели 1 пространственные корреляции между флуктуациями величин Y убывают. На графиках $K_Y(k_\rho)$ также имеются и слабо заметные периодические составляющие, приводящие к появлению равноотстоящих друг от друга по k_ρ на

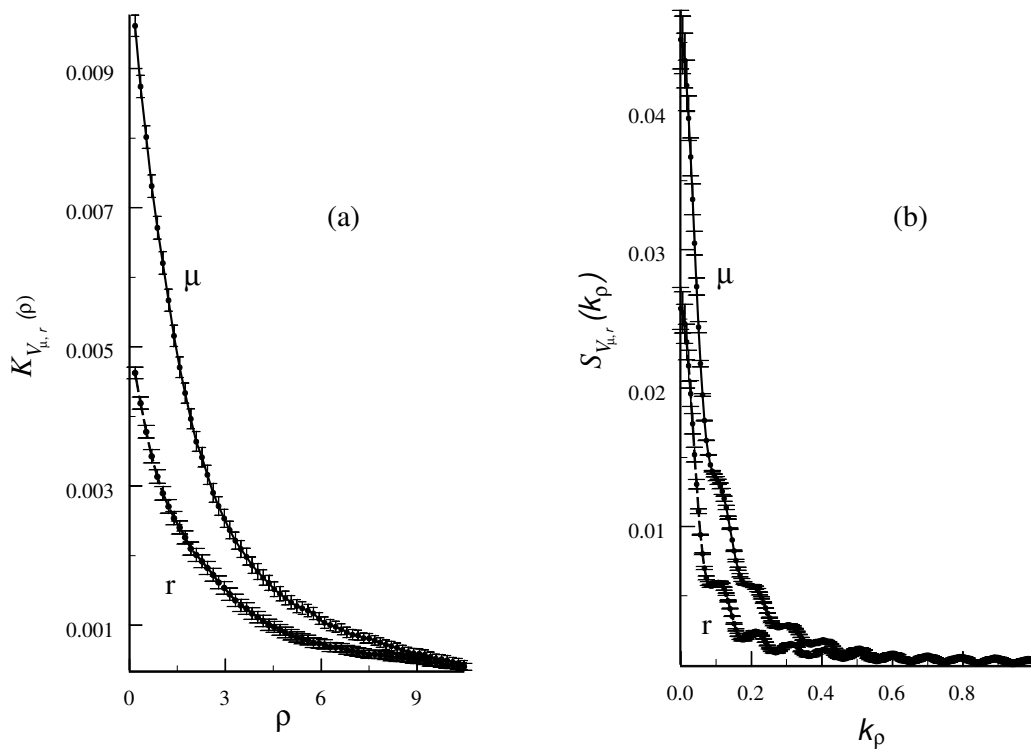


Рис. 2. Функции пространственной взаимной корреляции (а) и спектры волновых чисел колебаний (б) величин V_μ и V_r в модели 1 РЗС для плоскости (η, ζ) при $n_{st} = 6$. Буквами μ и r на графиках помечены кривые, соответствующие колебаниям величин V_μ и V_r соответственно.

Таблица 1. Параметры волн колебаний модулей средних тангенциальных и радиальных скоростей движения звезд v_t и v_r относительно центра масс скопления в моделях РЗС; \mathcal{N} — номер модели скопления; n_{st} — число звезд, по которым вычисляются величины v_t и v_r вблизи узловых точек на концентрических с центром скопления сферических поверхностях

| \mathcal{N} | v_t | | | v_r | | |
|---------------|-----------------|--------------------------|----------|-----------------|--------------------------|----------|
| | $R_t \Delta k$ | $k_{in, \text{ПК}^{-1}}$ | n_{st} | $R_t \Delta k$ | $k_{in, \text{ПК}^{-1}}$ | n_{st} |
| 1 | 1.00 ± 0.01 | 0.062 ± 0.003 | 6 | 1.01 ± 0.02 | 0.123 ± 0.003 | 6 |
| 2 | 0.99 ± 0.02 | 0.129 ± 0.003 | 6 | 1.01 ± 0.02 | 0.118 ± 0.003 | 6 |
| 3 | 1.00 ± 0.02 | 0.118 ± 0.003 | 6 | 1.00 ± 0.02 | 0.123 ± 0.003 | 30 |
| 5 | 1.03 ± 0.01 | 0.248 ± 0.003 | 30 | 1.01 ± 0.01 | 0.067 ± 0.003 | 30 |
| 6 | 1.00 ± 0.06 | 0.062 ± 0.003 | 30 | 1.01 ± 0.01 | 0.118 ± 0.003 | 30 |

величину Δk_ρ локальных максимумов в спектрах колебаний $S_Y(k_\rho)$ (см. рис. 2б). Зависимости от ρ величин $K_Y(k_\rho)$ и $S_Y(k_\rho)$ для проекций модели 1 на остальные две координатные плоскости (ξ, ζ) , (ξ, η) , а также для проекций моделей 2, 3, 5, 6 РЗС на три координатные плоскости мы не приводим, т.к. они имеют качественно такой же характер, как и на рис. 2.

В таблице 2 для моделей 1–3, 5–6 РЗС приве-

дены величины $R_t \Delta k_\rho$ и значения $k_\rho = k_{\rho, in}$, соответствующие точке первого локального максимума на спектрах $S_Y(k_\rho)$ в серии таких максимумов, расположенных в области $k_\rho \geq k_{\rho, in}$; также в таблице 2 приведены использованные при получении спектров значения n_{st} . В случае моделей РЗС с малой степенью нестационарности для увеличения высоты локальных максимумов в спектрах и увеличения точности оценок Δk_ρ использовались

Таблица 2. Параметры волн колебаний модулей средних скоростей звезд V_μ и V_r в моделях РЗС; \mathcal{N} — номер модели скопления; n_{st} — число звезд, по которым вычисляются величины V_μ и V_r вблизи узловых точек на коаксиальных с осями ζ, η, ξ цилиндрических поверхностях в модели скопления

| \mathcal{N} | V_μ | | | V_r | | |
|----------------------------|---------------------|-------------------------------|----------|---------------------|-------------------------------|----------|
| | $R_t \Delta k_\rho$ | $k_{\rho,in}, \text{пк}^{-1}$ | n_{st} | $R_t \Delta k_\rho$ | $k_{\rho,in}, \text{пк}^{-1}$ | n_{st} |
| (ξ, η) -плоскость | | | | | | |
| 1 | 1.01 ± 0.01 | 0.173 ± 0.003 | 6 | 1.01 ± 0.01 | 0.213 ± 0.003 | 6 |
| 2 | 1.01 ± 0.01 | 0.213 ± 0.003 | 6 | 1.01 ± 0.01 | 0.117 ± 0.003 | 6 |
| 3 | 1.00 ± 0.01 | 0.090 ± 0.003 | 6 | 1.03 ± 0.02 | 0.112 ± 0.003 | 6 |
| 5 | 1.01 ± 0.01 | 0.118 ± 0.003 | 6 | 1.01 ± 0.01 | 0.118 ± 0.003 | 30 |
| 6 | 1.01 ± 0.01 | 0.118 ± 0.003 | 30 | 1.02 ± 0.01 | 0.112 ± 0.003 | 30 |
| (ξ, ζ) -плоскость | | | | | | |
| 1 | 1.01 ± 0.01 | 0.118 ± 0.003 | 6 | 1.01 ± 0.02 | 0.022 ± 0.003 | 6 |
| 2 | 1.01 ± 0.02 | 0.118 ± 0.003 | 6 | 1.00 ± 0.03 | 0.129 ± 0.003 | 6 |
| 3 | 1.01 ± 0.02 | 0.112 ± 0.003 | 6 | 1.00 ± 0.04 | 0.168 ± 0.003 | 6 |
| 5 | 1.00 ± 0.01 | 0.129 ± 0.003 | 30 | 1.02 ± 0.01 | 0.112 ± 0.003 | 30 |
| 6 | 1.01 ± 0.01 | 0.168 ± 0.003 | 30 | 1.01 ± 0.03 | 0.168 ± 0.003 | 30 |
| (η, ζ) -плоскость | | | | | | |
| 1 | 1.01 ± 0.01 | 0.123 ± 0.003 | 6 | 1.01 ± 0.01 | 0.213 ± 0.003 | 6 |
| 2 | 1.01 ± 0.02 | 0.118 ± 0.003 | 6 | 1.00 ± 0.03 | 0.129 ± 0.003 | 6 |
| 3 | 1.01 ± 0.02 | 0.213 ± 0.003 | 6 | 1.02 ± 0.02 | 0.207 ± 0.003 | 6 |
| 5 | 1.00 ± 0.01 | 0.129 ± 0.003 | 30 | 1.00 ± 0.03 | 0.129 ± 0.003 | 30 |
| 6 | 1.01 ± 0.01 | 0.118 ± 0.003 | 30 | 1.02 ± 0.01 | 0.207 ± 0.003 | 6 |
| | | | | 1.01 ± 0.06 | 0.157 ± 0.003 | 30 |

бóльшие значения n_{st} (см. также [9]) или/и точки локальных максимумов в спектрах определялись по зависимости от ρ разности между спектром и спектром, сглаженным с помощью метода локальной взвешенной регрессии [16]. Названия координатных плоскостей, на которые спроецированы модели РЗС, приведены в таблице 2 отдельными строками. Согласно таблице 2, для всех рассмотренных здесь моделей РЗС и их проекций на координатные плоскости величины $R_t \Delta k_\rho \simeq 1$. Таким образом, если в спектрах волновых чисел колебаний величин v моделей РЗС наблюдаются периодические структуры с периодом $\Delta k \simeq R_t^{-1}$, то они наблюдаются и в спектрах колебаний величин V_μ и V_r независимо от направления, с которого эти модели скоплений рассматриваются. Малые значения $k_{\rho,in}$ для всех рассмотренных вариантов

описания моделей РЗС (см. таблицу 2) указывают на большие длины волн $\lambda_{\rho,in} = k_{\rho,in}^{-1}$ и, чаще всего, на большую мощность соответствующих $k_{\rho,in}$ колебаний, что делает значительной их роль как в динамике моделей РЗС, так и при оценках приливных радиусов наблюдаемых РЗС по данным о собственных движениях и лучевых скоростях звезд-членов скоплений. Отметим, что для определения величин R_t могут быть независимо использованы как собственные движения звезд, так и их лучевые скорости. Как и в работе [9], на всех рассмотренных нами спектрах наиболее высокие локальные максимумы наблюдаются при малых, чаще всего равных нулю, значениях волновых чисел (см., например, рис. 1 и 2), что соответствует колебаниям в скоплении, близким к гомологическим (в этом случае колебания составляющих поля скоростей на

Таблица 3. Параметры волн колебаний модулей средних скоростей звезд V_t и V_ρ в моделях РЗС; \mathcal{N} — номер модели скопления; n_{st} — число звезд, по которым вычисляются величины V_t и V_ρ вблизи узловых точек на коаксиальных с осями ζ , η , ξ цилиндрических поверхностях в модели скопления

| \mathcal{N} | V_t | | | V_ρ | | |
|-----------------------------|---------------------|--------------------------------|----------|---------------------|--------------------------------|----------|
| | $R_t \Delta k_\rho$ | $k_{\rho, in}, \text{пк}^{-1}$ | n_{st} | $R_t \Delta k_\rho$ | $k_{\rho, in}, \text{пк}^{-1}$ | n_{st} |
| (ξ, η)-плоскость | | | | | | |
| 1 | 1.04 ± 0.02 | 0.050 ± 0.003 | 6 | 1.04 ± 0.03 | 0.162 ± 0.003 | 6 |
| 2 | 1.03 ± 0.04 | 0.363 ± 0.003 | 6 | 1.01 ± 0.01 | 0.112 ± 0.003 | 6 |
| 3 | 1.01 ± 0.01 | 0.353 ± 0.003 | 6 | 1.02 ± 0.01 | 0.112 ± 0.003 | 30 |
| 5 | 1.01 ± 0.02 | 0.213 ± 0.003 | 30 | 1.02 ± 0.02 | 0.162 ± 0.003 | 30 |
| 6 | 1.01 ± 0.02 | 0.168 ± 0.003 | 30 | 1.01 ± 0.01 | 0.112 ± 0.003 | 30 |
| (ξ, ζ)-плоскость | | | | | | |
| 1 | 1.02 ± 0.01 | 0.112 ± 0.003 | 6 | 1.01 ± 0.02 | 0.106 ± 0.003 | 6 |
| 2 | 1.00 ± 0.02 | 0.168 ± 0.003 | 6 | 1.01 ± 0.01 | 0.118 ± 0.003 | 6 |
| 3 | 1.01 ± 0.01 | 0.174 ± 0.003 | 6 | 1.01 ± 0.01 | 0.118 ± 0.003 | 6 |
| 5 | 1.02 ± 0.03 | 0.146 ± 0.003 | 30 | 1.00 ± 0.03 | 0.123 ± 0.003 | 30 |
| 6 | 1.00 ± 0.03 | 0.129 ± 0.003 | 30 | 1.00 ± 0.03 | 0.173 ± 0.003 | 30 |
| (η, ζ)-плоскость | | | | | | |
| 1 | 1.05 ± 0.04 | 0.140 ± 0.003 | 6 | 1.02 ± 0.01 | 0.118 ± 0.003 | 6 |
| 2 | 1.00 ± 0.03 | 0.123 ± 0.003 | 6 | 1.01 ± 0.01 | 0.118 ± 0.003 | 6 |
| 3 | 1.01 ± 0.01 | 0.123 ± 0.003 | 6 | 1.02 ± 0.01 | 0.118 ± 0.003 | 6 |
| 5 | 1.01 ± 0.01 | 0.123 ± 0.003 | 30 | 1.01 ± 0.02 | 0.112 ± 0.003 | 30 |
| 6 | 1.03 ± 0.02 | 0.000 ± 0.003 | 30 | 1.00 ± 0.01 | 0.00 ± 0.003 | 30 |

разных расстояниях от центра происходят в одинаковой фазе). Мощность таких колебаний велика, их вклад в среднюю мощность колебаний значителен.

Исследование колебаний величин $Y = V_t, V_\rho$ в моделях 1–3, 5–6 РЗС, аналогичное исследованию, выполненному здесь для величин V_μ , также приводит к соотношениям $R_t \Delta k_\rho \simeq 1$, связанным с наличием периодических структур с периодом Δk_ρ в спектрах $S_Y(k_\rho)$, см. таблицу 3. Таким образом, если периодические структуры с периодом Δk_ρ наблюдаются в спектрах колебаний величин V_μ , то они наблюдаются и в спектрах колебаний величин V_t, V_ρ . Полученные по V_t и V_ρ оценки величин Δk_ρ в равной степени характеризуют величину R_t .

Совпадение оценок Δk_r и Δk_ρ для колебаний величин v_t, v_r и V_μ, V_r делает возможным отказ от депроецирования полученных из наблюдений скоростей звезд при оценках полных масс и приливных

радиусов скоплений (см., например, переход от наблюдаемых дисперсий скоростей звезд к дисперсиям скоростей в сферической модели скопления М 35 в [4]).

4. ДАННЫЕ О СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЯХ ЗВЕЗД–ВЕРОЯТНЫХ ЧЛЕНОВ РЗС ПЛЕЯДЫ, ЯСЛИ И М 67

В настоящее время собственные движения являются важным доступным источником пространственно-кинематической информации для анализа поля скоростей звезд РЗС на основе наблюдательных данных. Оценки лучевых скоростей звезд даже для хорошо изученных близких к Солнцу РЗС малочисленны, относятся только области ядер скоплений и не несут информации о поле скоростей движения звезд во всем объеме скопления. Кроме того, среди звезд с измеренными

лучевыми скоростями могут встречаться неразрешенные двойные, искажающие кинематическую информацию. Между тем, собственные движения звезд для широких окрестностей этих РЗС определялись неоднократно (см., например, работы [1, 2, 19], а также ссылки в них и в [20]). Это дает возможность, объединяя существующие каталоги, получить объемную выборку собственных движений хорошей точности. Методика сведения каталогов подробно рассмотрена в работе [21]. Данные о собственных движениях слабых звезд из каталога PRMXL [22] были введены в выборки собственных движений звезд-членов скоплений [23–25], что позволило несколько увеличить число слабых звезд-членов скоплений в используемых выборках. Члены этих скоплений выделялись с помощью диаграмм «компонента собственного движения—видимая звездная величина» и уточнялись проверкой принадлежности звезд основным последовательностям на фотометрических диаграммах («показатель цвета—звездная величина» и двухцветные диаграммы: $(U - B) - (B - V)$, $(J - H) - (H - K_s)$).

Создание используемого нами сводного каталога собственных движений членов скопления Плеяды описано в работе [23]. После добавления в сводный каталог собственных движений звезд из каталога PRMXL и перерасчета средних значений компонент собственных движений были выделены 344 члена скопления (со звездными величинами $m_V \leq 17^m$). Полученный в работе [23] каталог является приблизительно полным до абсолютной звездной величины $M_V \simeq +11^m$. Наибольшее расстояние ρ звезд-членов скопления от его центра составляет $\rho_{\max} \simeq 5.7$ пк, что в угловых градусах соответствует $\rho \simeq 2^\circ 2$. Нами была принята оценка расстояния до скопления: $R_{Cl} = 147 \pm 11$ пк (модуль расстояния до скопления $(m_V - M_V)_0 = 5.84 \pm 0.16$ [24]). Средние значения ошибок компонент собственного движения членов скопления соответственно равны 1.07 и 1.33 мсд год⁻¹ для движений по прямому восхождению и склонению, что соответствует линейным скоростям 0.75 и 0.93 км с⁻¹ на принятом расстоянии скопления от Солнца (наиболее вероятная погрешность собственных движений для этих звезд составляет примерно 1 мсд год⁻¹). Здесь и далее расстояния до скоплений взяты из текущей версии «Однородного каталога параметров рассеянных скоплений» [24].

В работе [25] описано создание сводного каталога собственных движений членов скопления М 67 (NGC 2682). После добавления в него собственных движений из каталога PRMXL и перерасчета средних значений компонент собственных движений были выделены 427 звезд-членов скопления с $m_V \leq 15^m$. Каталог чле-

нов практически полон до абсолютной звездной величины, приблизительно равной $M_V = +7^m$. Нами использовалась оценка расстояния до скопления $R_{Cl} = 908.7 \pm 19.3$ пк (модуль расстояния до скопления $(m_V - M_V)_0 = 9.792 \pm 0.046$ [24]). Наибольшее расстояние звезд-членов скопления от его центра составляет $\rho_{\max} \simeq 15.2$ пк, что соответствует $\rho_{\max} \simeq 0^\circ 96$. Средние значения ошибок компонент собственного движения звезд-членов скопления равны 0.63 и 1.33 мсд год⁻¹ для движений по прямому восхождению и склонению, что соответствует линейной скорости 2.7 км с⁻¹ на принятом расстоянии скопления от Солнца (наиболее вероятная погрешность собственных движений для этих звезд составляет приблизительно 0.5 мсд год⁻¹).

Создание используемого нами сводного каталога для скопления Ясли ранее не описывалось. В качестве источников использовались глобальные каталоги AGK-3, FONAC, Tycho-2, UCAC, PRMXL и Hipparcos [26], а также работы [27–31]. По имеющимся данным выделены 265 членов скопления с $m_V \leq 15^m$. Каталог членов практически полон до абсолютной звездной величины, приблизительно равной $M_V = +9^m$. Нами использовалась оценка расстояния до скопления $R_{Cl} = 187 \pm 9$ пк (модуль расстояния до скопления $(m_V - M_V)_0 = 6.36 \pm 0.10$ [24]). Наибольшее расстояние звезд-членов скопления от его центра составляет $\rho_{\max} \simeq 7.8$ пк, что соответствует $\rho \simeq 2^\circ 4$. Средние значения ошибок компонент собственного движения членов скопления равны соответственно 1.21 и 0.95 мсд год⁻¹ для движений по прямому восхождению и склонению, что соответствует линейным скоростям 1.0 и 0.8 км с⁻¹ на принятом расстоянии скопления от Солнца. Наиболее вероятная погрешность собственных движений для этих звезд составляет примерно 1 мсд год⁻¹.

5. КОЛЕБАНИЯ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД В РЗС ПЛЕЯДЫ, ЯСЛИ И М 67

Для оценок величины R_t и полной массы скопления Плеяды по спектрам колебаний величин V_ρ и V_t звезд мы использовали данные о собственных движениях 344 звезд-членов скопления, см. выше. Расстояние Солнца от центра Галактики принято равным $R_\odot = 8500$ пк [32]. Расстояние Плеяд от центра Галактики получено равным $R_G = 8653 \pm 860$ пк (здесь учитываются погрешности R_\odot и R_{Cl} , для величины R_\odot погрешность принята равной $0.1R_\odot$, см. разброс данных для R_0 в таблицах 2 и 3 и рис. 1 из [33]).

Графики зависимостей от ρ величин $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$ поля скоростей звезд скопления Плеяды приведены на рис. 3а и 3б. Величины $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$ приведены в км с⁻¹, величина ρ — в парсеках. Для каждого

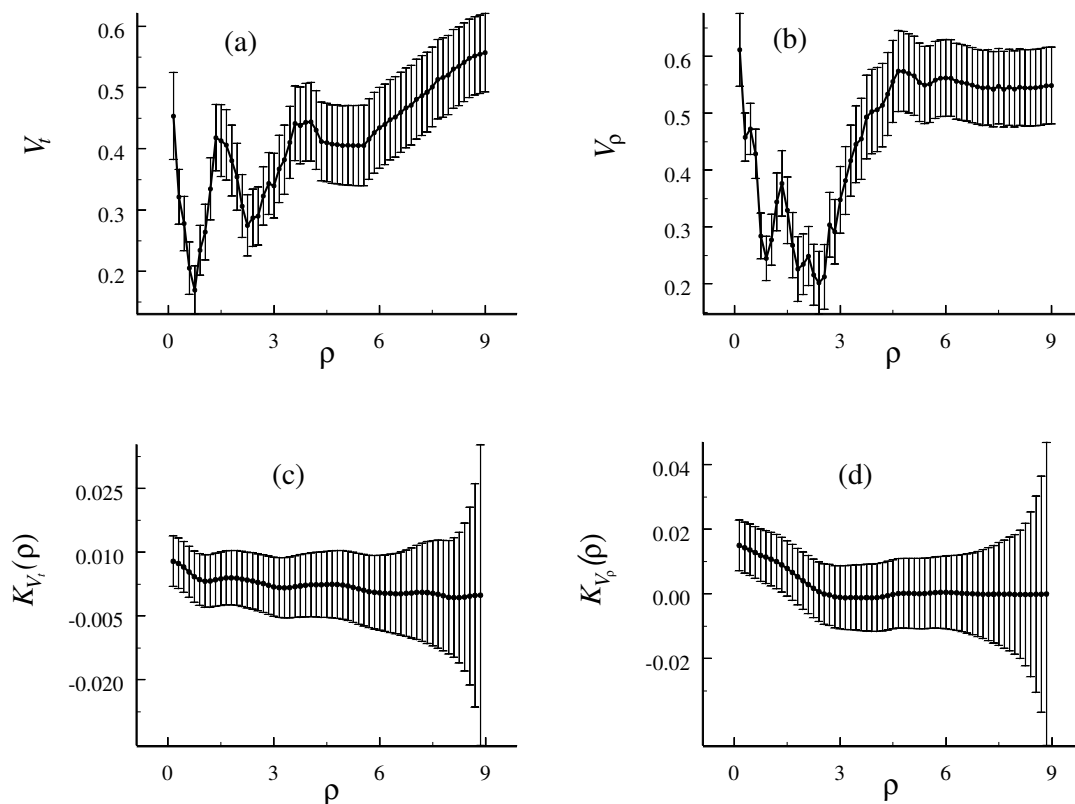


Рис. 3. Зависимости V_t , V_ρ , K_{V_t} и K_{V_ρ} от ρ для РЗС Плеяды при $n_{st} = 6$.

значения ρ величины $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$ вычислялись согласно методике, описанной в разделе 2 нашей статьи для функции видимой плотности $F(\rho)$. При построении поля скоростей звезд использовались величины V_t и V_ρ для $n_{st} = 6$ звезд в каждой из окрестностей 360 узловых точек, выбранных с шагом $\Delta\varphi = 1^\circ$ по углу φ относительно центра скопления в картинной плоскости. Вертикальными барами на рис. 3а и 3б показаны погрешности величин $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$ поля скоростей, обусловленные погрешностями усреднений величин V_t и V_ρ отдельных звезд по n_{st} звездам, ближайшим к каждой узловой точке, и по 360 узловым точкам, а также погрешностями координат звезд (x_α, y_δ) в системе, связанной с центром скопления, и собственных движений μ_α, μ_δ звезд (здесь (α, δ) — экваториальные координаты звезд, (x_α, y_δ) — прямоугольные координаты звезд с началом в центре скопления, возрастающие в направлении увеличения координат α и δ). Если не учитывать погрешности координат и скоростей звезд, то характерные погрешности величин $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$ для Плеяд составляют лишь $0.015\text{--}0.020 \text{ км с}^{-1}$. Учет в вычислениях погрешностей координат (x_α, y_δ) приводит к характерным погрешностям в $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$, равным $0.039\text{--}0.041 \text{ км с}^{-1}$. Учет в вычис-

лениях погрешностей величин x_α, y_δ и μ_α, μ_δ звезд приводит к характерным погрешностям в $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$, равным $0.069\text{--}0.071 \text{ км с}^{-1}$, см. рис. 3а и 3б. Таким образом, наибольший вклад в погрешности величин $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$ вносят погрешности величин μ_α, μ_δ звезд; приблизительно в 1.6 раз меньший вклад вносят погрешности величин x_α, y_δ звезд, определяемые в значительной степени погрешностями нахождения центра скопления в картинной плоскости. Отметим, что изменения n_{st} в интервале от 4 до 10 лишь очень слабо влияют на форму кривых $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$ и практически не меняют погрешности величин $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$.

Зависимость $V_t(\rho)$ на рис. 3а легко представить в виде суммы двух составляющих — возрастающей и периодической с возрастающим периодом и убывающей амплитудой при увеличении ρ . В среднем, по достаточно большому числу точек, на рис. 3а величина $V_t(\rho)$ возрастает с увеличением ρ , что указывает на увеличение тангенциальных скоростей движения звезд в картинной плоскости с расстоянием от центра скопления. Зависимость $V_\rho(\rho)$ на рис. 3б показывает наименьшие значения $V_\rho(\rho)$ на расстояниях 2.5 пк от центра скопления. Вероятно, в интервале значений ρ от 0.5 до 3

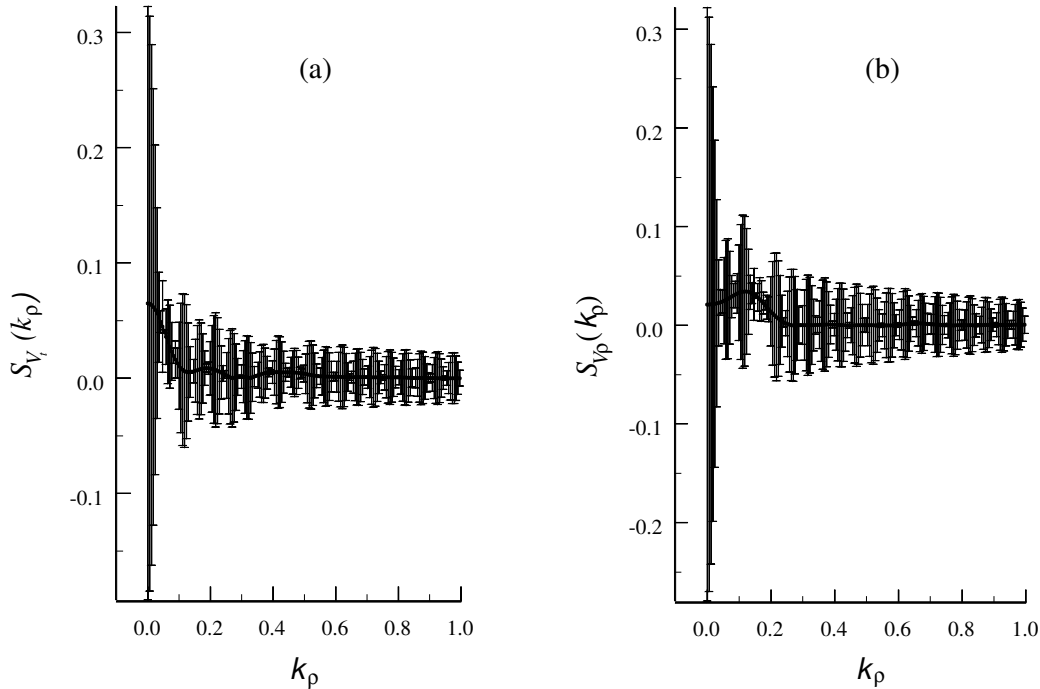


Рис. 4. Спектры волновых чисел колебаний значений V_t (a) и V_ρ (b) в их зависимостях от ρ для РЗС Плеяды при $n_{st} = 6$.

пк на зависимости $V_\rho(\rho)$ также можно выделить периодические колебания.

Графики функций $\mathcal{K}_{V_t}(\rho)$ и $\mathcal{K}_{V_\rho}(\rho)$ для скопления Плеяды приведены на рис. 3с и 3d. Величины ρ , $\mathcal{K}_Y(\rho)$ при $Y = V_t, V_\rho$ на рис. 3 приведены в пк и $(\text{км с}^{-1})^2$ соответственно. Согласно рис. 3с и 3d, погрешности средних значений $\mathcal{K}_Y(\rho)$ весьма велики, что указывает на необходимость значительного (на порядок и более) увеличения точности в определении скоростей движения звезд и положения центра скопления в картинной плоскости даже для близких РЗС. Если ориентироваться только на средние значения $\mathcal{K}_{V_t}(\rho)$, как на наиболее вероятные (или близкие к ним), то на рис. 3а заметны периодические колебания, которые легко выделяются в рамках Фурье-анализа, см. спектр $\mathcal{S}_{V_t}(k_\rho)$ на рис. 4а. Отметим, что и погрешности величин $\mathcal{K}_{V_t}(\rho)$ также содержат периодическую составляющую, что также хорошо заметно на рис. 4а по положениям локальных максимумов для баров погрешностей. Несмотря на то, что периодичности мало заметны на зависимостях от ρ средних величин $\mathcal{K}_{V_\rho}(\rho)$, соответствующие им локальные максимумы на спектре $\mathcal{S}_{V_\rho}(k_\rho)$ также присутствуют. Отметим, что погрешности спектров $\mathcal{S}_Y(k_\rho)$ на рис. 4 весьма велики. Согласно [34], центр линии спектра мощности (точка локального максимума на спектре в наших терминах и

обозначениях) является максимально правдоподобной оценкой частоты исследуемых колебаний и это статистически эквивалентно аппроксимации функций $\mathcal{K}_Y(\rho)$ синусоидой по методу наименьших квадратов при наличии «шума» (погрешностей) в исследуемых данных (о поле скоростей звезд и об автокорреляционных функциях $\mathcal{K}_Y(\rho)$). По численным данным для спектров $\mathcal{S}_Y(k_\rho)$, представленных на рис. 4, обнаруживаются группы невысоких равноотстоящих по k_ρ соседних локальных максимумов, которые были использованы для определения величин Δk_ρ отдельно для колебаний величин $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$ в скоплении. Среднее по этим двум оценкам значение Δk_ρ использовалось для оценки приливного радиуса скопления R_t . Согласно оценкам раздела 3, для Плеяд находим: $R_t = \Delta k_\rho^{-1} = (9.5 \pm 0.5)$ пк (указанная здесь погрешность обусловлена лишь погрешностями оценок Δk_ρ для средних наиболее вероятных значений $\mathcal{S}_Y(k_\rho)$). Этой оценке соответствует полная масса скопления Плеяды $M_{Cl} = 330 \pm 55 M_\odot$ (для РЗС с плоскими круговыми орбитами относительно центра Галактики $R_t = (-GM_{Cl}/\alpha_1)^{1/3}$, $\alpha_1 = -4A(A - B)$ [1–3], где A и B — постоянные Оорта (параметры галактического вращения); величина α_1 определялась с использованием модели потенциала Галактики [10] и расстояния R_G скопления Плеяды от центра Галактики, см. выше).

Величину R_{max} для скопления Плеяды мы при-

Таблица 4. Оценки величин \bar{R} , R_u , \bar{r}^2 , α_1 и α_3 для трех РЗС

| РЗС | \bar{R} , пк | R_u , пк | \bar{r}^2 , пк ² | α_1 , (млн лет) ⁻² | α_3 , (млн лет) ⁻² |
|--------|-----------------|-----------------|-------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|
| Плеяды | 3.67 ± 0.12 | 2.43 ± 0.11 | 15.10 ± 1.21 | -0.001756 ± 0.000349 | 0.00702 ± 0.00149 |
| Ясли | 3.38 ± 0.18 | 1.95 ± 0.12 | 15.01 ± 1.65 | -0.001743 ± 0.000344 | 0.00697 ± 0.00148 |
| М 67 | 5.01 ± 0.15 | 2.96 ± 0.12 | 42.00 ± 3.40 | -0.001498 ± 0.000286 | 0.00592 ± 0.00121 |

няли равной $R_{\max} = 9$ пк. При вычислении приливных радиусов для всех рассмотренных РЗС мы использовали условие $\rho_{\max} < R_{\max}$, т.к. величина R_{\max} ограничивает сверху наибольшие длины волн негомологичных колебаний, возможные в скоплениях. Однако, величина R_{\max}/ρ_{\max} не должна быть слишком большой, т.к. при увеличении R_{\max}/ρ_{\max} в спектрах $S_Y(k_\rho)$ убывают высоты локальных максимумов (по отношению к «непрерывному» спектру в $S_Y(k_\rho)$), используемых для оценок величин Δk_ρ , и точность оценки R_t снижается (здесь высота «непрерывного» спектра в окрестности локальных максимумов $S_Y(k_\rho)$ определяется высотой ближайших к этим максимумам локальных минимумов). Для получения более точной оценки R_t необходимы измерения величин μ_α , μ_δ звезд-членов скопления до больших расстояний от его центра, в несколько раз (желательно в 3–4 раза) превосходящих средний радиус скопления (см. оценки величин \bar{R} и R_u в таблице 4).

Отметим, что для скопления Плеяды в работе [1] была получена оценка полной массы $800 M_\odot$ (с использованием функции масс звезд с массами, большими $0.1 M_\odot$). В этом случае соотношение $R_t \sim M_{\text{Cl}}^{1/3}$, см. выше, приводит к оценке величины $R_t = 13.1$ пк [1]. На наш взгляд, такие оценки величин M_{Cl} и R_t для скопления Плеяды могут быть завышенными, т.к. не все звезды, рассматриваемые в [1] как вероятные члены этого скопления, действительно являются членами скопления. Используемый в [1] критерий отбора звезд-членов скопления по их собственным движениям (вероятность членства $p \geq 0.3$) означает, что до 70% выбранных в [1] звезд могут не быть членами скопления. В этом случае оценка полной массы скопления Плеяды [1] может быть уменьшена до $240 M_\odot$. Отметим также, что близость величин собственных движений звезд и центра масс скопления не является достаточным условием принадлежности этих звезд к скоплению или условием их гравитационной связанности со скоплением. Достаточные условия гравитационной связанности звезд со скоплением рассматривались в работах [35, 36].

Для оценок величины R_t и полной массы скопления Ясли по спектрам колебаний величин V_ρ и V_t звезд мы использовали данные о собственных

движениях 265 звезд-членов скопления, см. выше. Расстояние скопления Ясли от центра Галактики получено равным $R_G = 8669 \pm 858$ пк (с учетом погрешностей величин R_\odot и R_{Cl}). Зависимости от ρ величин $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$ для скопления Ясли приведены на рис. 5а и 5б. Согласно рис. 5а, в центре скопления (в области значений $\rho < 0.5$ – 1.0 пк) наблюдаются большие тангенциальные скорости движения звезд $V_t(\rho)$, которые быстро убывают (в два раза и более) с увеличением ρ и достигают минимальных значений вблизи $\rho \simeq 1.5$ пк. С увеличением ρ в области значений ρ от 1.5 пк до 6–7 пк величины $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$ в среднем возрастают, см. рис. 5а и 5б, что, вероятно, связано с приливным «нагревом» внешних областей скопления силовым полем Галактики. Вычисления, аналогичные выполненным для Плеяд, приводят к следующей оценке величины R_t для скопления Ясли: $R_t = 9.3 \pm 0.9$ пк (по спектрам колебаний величин V_ρ, V_t при $R_{\max} = 10$ пк). Этой оценке соответствует полная масса $M_{\text{Cl}} = 306 \pm 85 M_\odot$.

Для скопления Ясли в работе [2] была получена оценка полной массы порядка $600 M_\odot$ (с использованием функции масс звезд с массами, большими $0.1 M_\odot$). Согласно [2], такое значение полной массы скопления приводит к оценке величины $R_t \simeq 12$ пк (при отборе звезд-членов скопления по их собственным движениям в работе [2] использовалась вероятность членства звезд в скоплении $p \geq 0.2$). На наш взгляд, такие оценки величин M_{Cl} и R_t для скопления Ясли в работе [2] могут быть завышенными по причинам, отмеченным выше для скопления Плеяды.

Для оценок величины R_t и полной массы скопления М 67 по спектрам колебаний величин V_ρ и V_t звезд мы использовали данные о собственных движениях 427 звезд-членов скопления, см. выше. Расстояние скопления М 67 от центра Галактики получено равным $R_G = 9253 \pm 864$ пк (с учетом погрешностей величин R_\odot и R_{Cl}). Зависимости от ρ величин $V_t(\rho)$ и $V_\rho(\rho)$ для скопления М 67 приведены на рис. 5с и 5д. Согласно рис. 5с, величина $V_t(\rho)$ в среднем возрастает с увеличением ρ при $\rho \lesssim 8$ пк, что указывает на увеличение тангенциальных скоростей движения звезд скопления в картинной плоскости с увеличением ρ . Зависимость

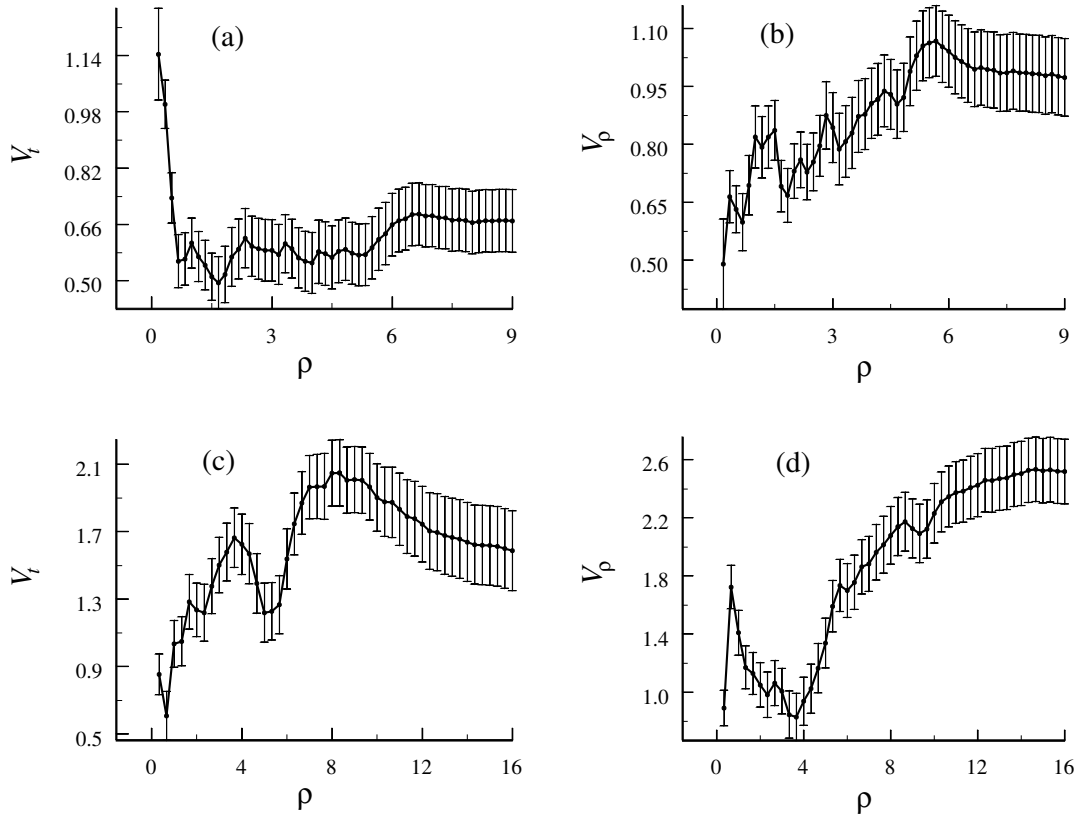


Рис. 5. Зависимости V_t , V_ρ от ρ для РЗС Ясли (a, b) и М 67 (c, d) при $n_{st} = 6$.

$V_t(\rho)$ при $\rho \lesssim 10$ пк можно представить в виде суммы возрастающей и периодической зависимостей от ρ , что указывает на возможность существования волн в поле скоростей движения звезд этого скопления. Согласно рис. 5d, величина $V_\rho(\rho)$ при $\rho \lesssim 6$ пк может быть приблизительно представлена синусоидой, а при $\rho \gtrsim 4$ пк — возрастающей зависимостью от ρ . По спектрам колебаний величин V_ρ, V_t при $R_{max} = 20$ пк нами получена следующая оценка для приливного радиуса скопления М 67: $R_t = 15.4 \pm 1.2$ пк. Ей соответствует полная масса $M_{Cl} = 1206 \pm 235 M_\odot$.

В литературе опубликованы различные оценки полной массы скопления М 67, полученные согласно имеющимся наблюдательным данным о функциях светимости и масс звезд этого скопления: $\sim 800 M_\odot$ [37], $\sim 1000 M_\odot$ [38], $\sim 2500 M_\odot$ [39], $\sim 2000 M_\odot$ [40]. Полученная нами величина полной массы этого скопления вполне согласуется с ее оценками в работах [38, 40].

Отметим, что присутствие волн колебаний поля скоростей в рассмотренных нами спектрах колебаний РЗС — важный индикатор динамического состояния таких систем, указывающий на их нестационарность в поле регулярных сил. В связи с тем, что

$V_\mu = \sqrt{V_t^2 + V_\rho^2}$, дополнительным указанием на нестационарность рассмотренных РЗС в регулярном поле может быть возрастание величин V_t и/или V_ρ с расстоянием ρ от центров этих скоплений при достаточно больших значениях $\rho \sim \rho_{max}$. Согласно [41], дисперсии скоростей движения звезд в моделях 1, 2 РЗС из [6] (с наибольшими степенью нестационарности в регулярном поле и скоростью динамической эволюции) возрастают с удалением от центров масс этих моделей.

Видимые плотности $F(\rho)$ числа звезд в рассмотренных нами РЗС определялись по указанной в разделе 2 методике, соответствующие зависимости от ρ величин $F(\rho)$ приведены на рис. 6 в единицах пк^{-2} ; сглаженные зависимости $F(\rho)$ приведены на рис. 6 пунктиром. В скоплениях Плеяды и Ясли (рис. 6a и 6b) хорошо заметны промежуточные (между ядром и гало) зоны повышенной плотности с невысокими локальными максимумами, возможно связанными с радиальными волнами плотности в этих скоплениях (подобные волны плотности давно описаны в рассеянных и шаровых звездных скоплениях, см., например, [17], стр. 319–320). Для перехода от видимых плотностей числа звезд к пространственным $f(r)$ мы использовали предпо-

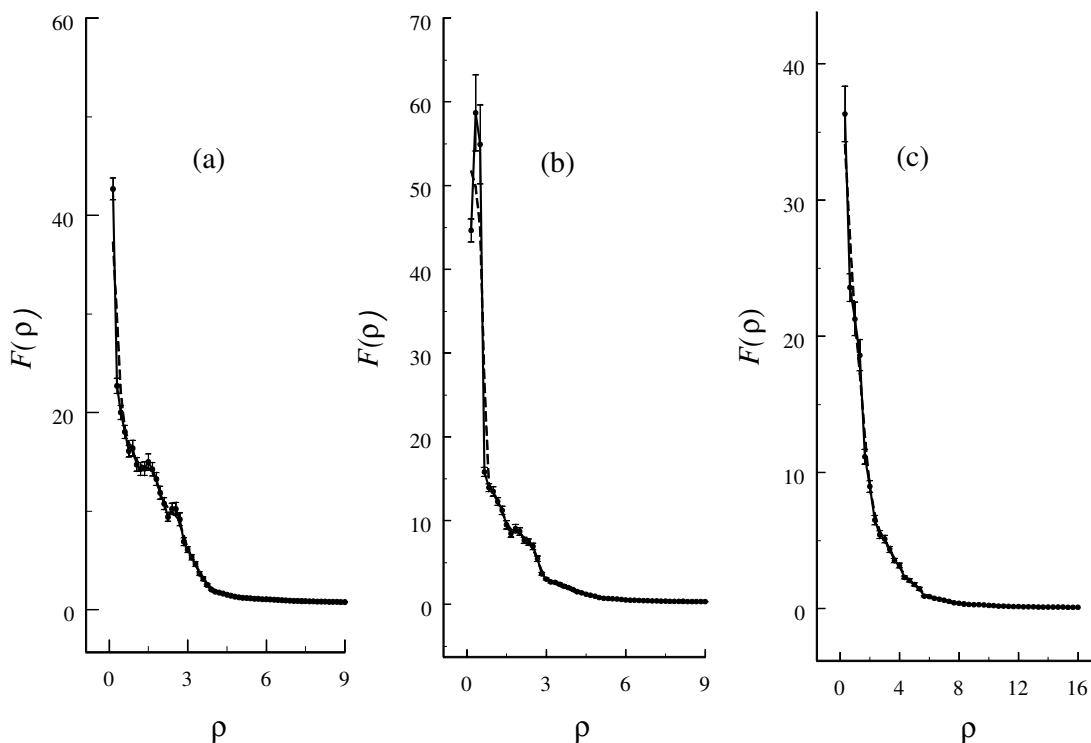


Рис. 6. Зависимости видимых плотностей числа звезд $F(\rho)$ от расстояния ρ до центров РЗС Плеяды (а), Ясли (б), М 67 (с) при $n_{st} = 6$.

ложение о сферичности скоплений (см. раздел 2). Полученные численно функции $f(r)$ позволяют сделать оценку параметров \bar{R} , R_u и $\overline{r^2}$ рассмотренных скоплений, что необходимо для оценки динамических масс РЗС по формулам (2) и (3). Средние величины параметров \bar{R} , R_u и $\overline{r^2}$ и стандартные отклонения от среднего по шести наборам координат N_c звезд для трех РЗС приведены в таблице 4. Величины α_1 и α_3 в таблице 4 получены с использованием модели потенциала Галактики [10].

Оценка дисперсии скоростей звезд σ_v^2 для скопления Плеяды по 330 звездам с наименьшими погрешностями в собственных движениях приводит к величине $\sigma_v = 0.41 \pm 0.30$ км с⁻¹. Тогда, согласно (2), вириальная масса $M_{vir} = 994 \pm 720 M_\odot$ в случае изолированного скопления ($\alpha_1 = \alpha_2 = 0$) и $M_{vir} = 951 \pm 774 M_\odot$ для неизолированного. Для нестационарного неизолированного скопления оценка его динамической массы получена равной $M_d = 387 \pm 286 M_\odot$. Этим оценкам динамической массы Плеяд соответствуют оценки приливных радиусов: $R_t = 13.7 \pm 3.3$ пк, $R_t = 13.5 \pm 3.7$ пк и $R_t = 10.0 \pm 2.5$ пк соответственно. Оценка $R_t = 10.0 \pm 2.5$ пк вполне согласуется с оценкой R_t , полученной по спектрам колебаний величин V_ρ , V_t , см. выше. К сожалению, погрешности величин σ_v для скоплений Ясли и М 67 слишком велики,

что не позволяет использовать формулы (2) и (3) для оценок динамических масс этих скоплений. Поэтому использование спектров колебаний поля скоростей звезд скоплений для оценок динамических масс РЗС можно считать предпочтительным (как менее чувствительный к погрешностям наблюдательных данных о скоростях звезд метод оценок полных масс и приливных радиусов РЗС).

Сравнение средних значений оценок вириальной массы M_{vir} и величины M_d скопления Плеяды также указывает на его нестационарность в поле регулярных сил ($M_{vir} > M_d$; к такому же соотношению масс вириализованного и нестационарного неизолированного скопления приводят оценки [42, 43], полученные по данным о структуре 87 РЗС без использования информации о скоростях движения звезд в этих скоплениях; согласно [42, 43], отношение M_{vir}/M_d для этих скоплений может достигать значений 1.7–1.9).

Отметим, что средние модули скоростей движения звезд в шаровых скоплениях (ШС) значительно больше, чем в РЗС. Поэтому относительные погрешности лучевых скоростей звезд ШС заметно меньше, чем для звезд РЗС. Например, в ШС 47 Тис погрешности σ_{V_r} среднеквадратичных лучевых скоростей V_r на расстоянии $\rho \simeq 20$ пк от центра скопления составляют 7–11% от V_r , а на расстоянии $\rho \simeq 1.5$ –2.5 пк от центра скопления —

всего 4–5% от V_r , см. рис. 1 из [44]. Поэтому вполне может представлять интерес и быть полезной оценка параметров ШС по спектрам колебаний поля лучевых скоростей звезд ШС. Плотности на периферии ШС достаточно малы (как и в РЗС), а прохождения таких скоплений через перигалактий значительно возмущают движение звезд на периферии ШС, формируют радиальные волны плотности в промежуточных по плотности зонах этих скоплений [17]. Вероятно, такой же подход может быть полезным и при использовании кривых вращения галактик для оценок параметров галактик, входящих в группы или скопления галактик. В этом случае может быть полезным даже нахождение параметров волн (длина волны, мощность колебаний), связанных со спиральными рукавами или вращением баров галактик.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

(1) В работе выполнен корреляционный и спектральный анализ колебаний модулей составляющих поля скоростей звезд в пяти моделях РЗС и в трех скоплениях звезд (Плеяды, Ясли и М67). Вычислены пространственные взаимные корреляционные функции для флуктуаций модулей компонент поля скоростей звезд, а также спектры волновых чисел колебаний модулей компонент поля скоростей в этих скоплениях и моделях РЗС. Для вычисления спектров использовалось пространственное Фурье-преобразование взаимных корреляционных функций при нулевом сдвиге по времени.

(2) Обнаружены повторяющиеся с равным шагом по волновому числу k колебания модулей компонент поля скоростей звезд в моделях 1–3, 5–6 скоплений (такие колебания отсутствуют в наиболее плотной 4-й модели скопления). Определены точки первого локального максимума в серии равноотстоящих по k точек локальных максимумов в спектрах колебаний модулей компонент поля скоростей звезд (таблицы 1–3). Для каждой из моделей 1–3, 5–6 РЗС получено одинаковое соотношение, $R_t \Delta k \simeq 1$, между приливным радиусом скопления R_t и разностью Δk волновых чисел соседних точек локальных максимумов в спектрах колебаний модулей составляющих поля скоростей независимо от направления, вдоль которого наблюдается скопление, а также независимо от числа компонент поля скоростей, используемых для оценок величины Δk . Это соотношение использовалось для оценки приливных радиусов R_t и полных масс M_{C1} РЗС Плеяды, Ясли и М67 по данным о собственных движениях звезд-членов этих скоплений и данным о координатах этих звезд в картинной плоскости. Полученные таким методом оценки величин R_t и M_{C1} РЗС Плеяды ($R_t = 9.5 \pm 0.5$ пк, $M_{C1} = 330 \pm 55 M_\odot$), Ясли ($R_t = 9.3 \pm 0.9$ пк, $M_{C1} = 306 \pm 85 M_\odot$) и М67

($R_t = 15.4 \pm 1.2$ пк, $M_{C1} = 1206 \pm 235 M_\odot$) вполне согласуются с оценками этих величин в работах [1, 2, 38, 40] (после необходимого уточнения чисел звезд-членов скоплений Плеяды и Ясли в работах [1, 2], см. выше).

(3) Выполнена оценка величин R_t и полной массы M_d РЗС Плеяды по данным о дисперсии скоростей звезд, учитывающая влияние внешнего поля и нестационарность скопления ($R_t = 10.0 \pm 2.5$ пк, $M_d = 387 \pm 286 M_\odot$). Такая оценка M_d вполне согласуется с величиной M_{C1} для этого скопления, полученной по спектрам колебаний величин V_t и V_ρ — модулей тангенциальной и радиальной компонент поля скоростей движения звезд скопления в картинной плоскости. Однако, погрешности собственных движений звезд уже сильно влияют на точность оценки величины M_d для скопления Плеяды и приводят к завышению оценок M_d в сравнении с оценками M_{C1} по функциям светимости и масс звезд для скоплений Ясли и М67.

(4) Для РЗС Плеяды, Ясли и М67 построены зависимости величин V_t и V_ρ от расстояния до центра скопления в картинной плоскости. Одна или две из величин V_t и V_ρ в рассмотренных РЗС в среднем возрастают с увеличением расстояния ρ от центра скопления (при $\rho \lesssim \rho_{\max}$, см. выше). На зависимостях от ρ одной или двух из величин V_t и V_ρ можно выделить периодические колебания, выходящие по амплитуде за пределы погрешностей величин V_t и V_ρ . Увеличение V_t и/или V_ρ с расстоянием ρ , а также присутствие волн колебаний поля скоростей в спектрах колебаний трех рассмотренных РЗС указывает на нестационарность этих скоплений в поле регулярных сил. К такому же выводу в отношении скопления Плеяды приводит и сравнение средних значений оценок вириальной массы M_{vir} этого скопления и величины M_d ($M_{\text{vir}} > M_d$, см. выше). При определении полных масс и приливных радиусов РЗС необходимо использовать все возможные способы оценки этих величин. Сравнение этих оценок между собой позволяет уточнить значения полных масс и приливных радиусов РЗС и дает дополнительную информацию о динамическом состоянии рассматриваемых звездных скоплений.

(5) Низкая точность данных о скоростях движения звезд в РЗС является основным препятствием для получения достаточно точных оценок динамических параметров таких скоплений. Даже для близких РЗС необходимо увеличение точности используемых собственных движений звезд на порядок величины и более. Для получения достаточно точной оценки R_t скопления необходимы измерения собственных движений звезд до расстояний от его центра в 3–4 раза больших среднего радиуса скопления. Независимость оценок величины Δk от числа компонент поля скоростей, используемых

для нахождения параметров модели РЗС, позволяет отказаться от депроецирования полученных из наблюдений скоростей звезд при оценках полных масс и приливных радиусов скоплений, а также от использования предположений о сферичности скопления и др. при переходе от наблюдаемых (полученных по собственным движениям звезд) дисперсий двухмерных скоростей звезд к дисперсиям скоростей в трехмерной модели скопления. Представляется возможной оценка параметров ШС по спектрам колебаний поля лучевых скоростей звезд ШС, а также оценка параметров галактик, входящих в группы или скопления галактик, по спектрам колебаний, полученным при использовании кривых вращения галактик.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (базовая часть госзадания, номер государственной регистрации 01201465056).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- J. D. Adams, J. R. Stauffer, D. G. Monet, et al., *Astron. J.* **121**, 2053 (2001).
- J. D. Adams, J. R. Stauffer, M. F. Skrutskie, et al., *Astron. J.* **124**, 1570 (2002).
- I. King, *Astron. J.* **67**, 471 (1962).
- P. J. T. Leonard and D. Merritt, *Astrophys. J.* **339**, 195 (1989).
- V. M. Danilov and A. F. Seleznev, *Astron. Astrophys. Trans.*, **6**, 85 (1994).
- V. M. Danilov and L. V. Dorogavtseva, *Astronomy Reports* **52**, 467 (2008).
- V. M. Danilov and S. I. Putkov, *Astrophysical Bulletin* **68**, 154 (2013).
- V. M. Danilov and S. I. Putkov, *Astrophysical Bulletin* **69**, 27 (2014).
- V. M. Danilov and S. I. Putkov, *Astrophysical Bulletin* **70**, 71 (2015).
- S. A. Kutuzov, L. P. Osipkov, *Sov. Astron.* **24**, 17 (1980).
- V. M. Danilov, *Astronomy Reports* **54**, 514 (2010).
- Г. Корн, Т. Корн, *Справочник по математике для научных работников и инженеров*, (Наука, Москва, 1968).
- М. Бернар, Ж. Бриффо, Ж. Бюссак и др., в *Диагностика плазмы*, Ред. С. Ю. Лукьянов, (Атомиздат, Москва, 1973), вып. 3, с. 449.
- Я. Ф. Волков, В. Г. Дятлов, Р. И. Митина, *Диагностика турбулентной плазмы* (Наукова думка, Киев, 1983).
- Т. Андерсон, *Статистический анализ временных рядов* (Мир, Москва, 1976).
- W. S. Cleveland, and S. J. Devlin, *J. American Statistical Association* **83**, 596 (1988).
- П. Н. Холопов, *Звездные скопления* (Наука, Москва, 1981).
- И. М. Соболев, *Метод Монте-Карло* (Наука, Москва, 1985).
- H. Bouy, E. Bertin, E. Moraux, et al., *Astron. and Astrophys.* **554**, A101 (2013).
- S. Madsen, D. Dravins, and L. Lindegren, *Astron. and Astrophys.* **381**, 446 (2002).
- A. Loktin, *Astron. Astrophys. Trans.* **23**, 61 (2004).
- S. Roeser, M. Demleitner, and E. Schilbach, *Astron. J.* **139**, 2440 (2010).
- A. V. Loktin, *Astronomy Reports* **50**, 714 (2006).
- A. V. Loktin, T. P. Gerasimenko, and L. Malysheva, *Astron. Astrophys. Trans.* **20**, 607 (2001).
- A. V. Loktin, *Astronomy Reports* **49**, 693 (2005).
- F. van Leeuwen, *Astron. and Astrophys.* **500**, 505 (2009).
- Н. Артюхина, *Труды ГАИШ* **34**, 181 (1966).
- B. F. Jones and K. Cudworth, *Astron. J.* **88**, 215 (1983).
- W. J. Klein-Wassink, *Publ. Kapteyn Astron. Lab. Groningen*, No. 41 (1927).
- P. C. Chaudhuri, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **100**, 378 (1940).
- I. Barney, *Trans. Astron. Obs. Yale Univ.*, Vol. 25 (1954).
- F. J. Kerr and D. Lynden-Bell, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **221**, 1023 (1986).
- I. I. Nikiforov, *ASP Conf. Ser.* **316**, 199 (2004).
- A. Schwarzenberg-Cherny, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **253**, 198 (1991).
- D. J. Ross, A. Mennim, and D. C. Hoggie, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **284**, 811 (1997).
- V. M. Danilov, S. I. Putkov, and A. F. Seleznev, *Astronomy Reports* **58**, 906 (2014).
- K. A. Montgomery, L. A. Marschall, and K. A. Janes, *Astron. J.* **106**, 181 (1993).
- X. Fan, D. Burstein, J.-S. Chen, et al., *Astron. J.* **112**, 628 (1996).
- J. R. Hurley, C. A. Tout, S. J. Aarseth, and O. R. Pols, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **323**, 630 (2001).
- J. R. Hurley, O. R. Pols, S. J. Aarseth, and C. A. Tout, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **363**, 293 (2005).
- V. M. Danilov, *Astronomy Reports* **55**, 473 (2011).
- V. M. Danilov and S. I. Putkov, *Astronomy Reports* **56**, 609 (2012).
- V. M. Danilov and S. I. Putkov, *VizieR Online Data Catalog*, 80890674.
- M. Giersz and D. C. Hoggie, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **410**, 2698 (2011).

Tidal Radius Estimates for Three Open Clusters

V. M. Danilov and A. V. Loktin

A new method is developed for estimating tidal radii and masses of open star clusters (OCL) based on the sky-plane coordinates and proper motions and/or radial velocities of cluster member stars. To this end, we perform the correlation and spectral analysis of oscillations of absolute values of stellar velocity components relative to the cluster mass center along three coordinate planes and along each coordinate axis in five OCL models. Mutual correlation functions for fluctuations of absolute values of velocity field components are computed. The spatial Fourier transform of the mutual correlation functions in the case of zero time offset is used to compute wavenumber spectra of oscillations of absolute values of stellar velocity components. The oscillation spectra of these quantities contain series of local maxima at equidistant wavenumber k values. The ratio of the tidal radius of the cluster to the wavenumber difference Δk of adjacent local maxima in the oscillation spectra of absolute values of velocity field components is found to be the same for all five OCL models. This ratio is used to estimate the tidal radii and masses of the Pleiades, Praesepe, and M 67 based on the proper motions and sky-plane coordinates of the member stars of these clusters. The radial dependences of the absolute values of the tangential and radial projections of cluster star velocities computed using the proper motions relative to the cluster center are determined, along with the corresponding autocorrelation functions and wavenumber spectra of oscillations of absolute values of velocity field components. The Pleiades virial mass is estimated assuming that the cluster is either isolated or non-isolated. Also derived are the estimates of the Pleiades dynamical mass assuming that it is non-stationary and non-isolated. The inferred Pleiades tidal radii corresponding to these masses are reported.

Keywords: *stars: kinematics and dynamics—open clusters and associations: individual: Pleiades, Praesepe, M 67*