

УДК 524.4-32

ПАРАМЕТРЫ ОБЛАСТЕЙ ГЕНЕРАЦИИ КОЛЕБАНИЙ В МОДЕЛЯХ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

© 2017 В. М. Данилов^{1*}, С. И. Путков^{2**}¹Коуровская астрономическая обсерватория, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, 620000 Россия²Уральский федеральный университет, Екатеринбург, 620000 Россия

Поступила в редакцию 2 апреля 2017 года; принята в печать 27 мая 2017 года

Определены массы и радиусы центральных областей моделей рассеянных звездных скоплений (РЗС), в которых производство энтропии мало или равно нулю. Выполнены оценки масс областей генерации колебаний в моделях РЗС по данным о фазовых координатах звезд этих моделей. Радиусы таких областей близки к радиусам ядер моделей РЗС. Разработан новый метод оценки полных масс РЗС по данным о массе ядра скопления, радиусах скопления и его ядра, а также о радиальном распределении звезд в скоплении. Оценки динамических масс РЗС Плеяды, Ясли и М67 этим методом хорошо согласуются с оценками полных масс РЗС, полученными с использованием данных о собственных движениях звезд скопления и спектрального метода. Построены спектры и дисперсионные кривые колебаний поля азимутальных скоростей v_φ в моделях РЗС. В моделях РЗС вблизи границы ядра скопления формируются неустойчивые колебания v_φ малых мощностей и амплитуд, а вблизи (по частоте) более мощных колебаний и между ними часто реализуются затухающие колебания v_φ с малой мощностью, что может быть причиной уменьшения степени нестационарности в моделях РЗС. Определены число и параметры таких колебаний вблизи границ ядер моделей скоплений. Наличие таких колебаний указывает на возможную роль градиентной неустойчивости вблизи границ ядер моделей скоплений в уменьшении массы области генерации колебаний и производства энтропии в ядрах моделей РЗС с массивными протяженными ядрами.

Ключевые слова: *звезды: кинематика и динамика — рассеянные скопления и ассоциации*

1. ВВЕДЕНИЕ

Многие особенности строения РЗС указывают на нестационарность этих скоплений (иррегулярная форма ядер, не соответствующая равновесному состоянию РЗС, расщепление ядер, несовпадение центров распределений плотности у подсистем звезд разных масс в скоплениях, ступенчатые структуры в радиальных профилях плотности и др. [1–3]). Выполненные в последние годы теоретические исследования и численные эксперименты по моделированию динамики неизолированных систем N -гравитирующих точечных масс показали, что в скоплениях с малой плотностью вещества (близкой к критической в поле внешних сил) проявление гравитационной неустойчивости приводит к развитию нестационарности в регулярном поле и к потере значительной части звезд скоплением за время нескольких пересечений звездой скопления [4–9]. В рамках численных экспериментов по моделированию динамики РЗС отмечены

недостаточно высокая для равновесного состояния дисперсия скоростей звезд в ядрах скоплений и увеличение дисперсии скоростей звезд с удалением от центра скопления, что указывает на отсутствие равновесия и нестационарность РЗС [4]. В моделях РЗС [5] развиваются колебания плотности и регулярного поля, не затухающие на протяжении 5–10 времен бурной релаксации $\tau_{v,r}$. Теоретический анализ колебаний фазовой плотности в ядрах эллипсоидальных моделей РЗС выполнен в [6]. В работе [7] показана неустойчивость собственных колебаний фазовой плотности в центрах шести моделей РЗС и нескольких реальных РЗС и получены оценки параметров таких колебаний. В работе [8] по данным о корреляциях для величин модулей радиус-векторов, скоростей, удельных энергий звезд, плотностей и фазовых плотностей определены параметры волн плотности, потенциала и фазовой плотности в моделях РЗС; отмечено формирование поляризационных облаков, расположенных на определенных расстояниях между звездами. В работах [8, 9] обнаружен ряд признаков формирования слабой турбулентности в

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

**E-mail: Putkov_S@mail.ru

движениях звезд ядра в модели РЗС с наибольшей степенью нестационарности в регулярном поле, определены параметры этой турбулентности.

В работе [10] показано, что турбулентность в открытых системах является формой самоорганизации таких систем, и при переходе от ламинарного к турбулентному движению в системе энтропия и производство энтропии снижаются. Отмеченные выше колебания плотности и фазовой плотности в моделях РЗС также являются проявлением самоорганизации таких систем. Поэтому анализ изменений со временем энтропии, производимой в ядре и во внешних областях РЗС, и их моделей может дать информацию о размерах и массах областей генерации колебаний в таких системах. Данные о параметрах областей генерации колебаний РЗС и их моделей могут быть использованы при построении теории фазового размешивания таких систем при наличии в них ряда неустойчивостей (как джинсовских, так и неджинсовских, описанных, например, в [11]). Представляет интерес применение такого подхода к определению параметров областей генерации колебаний в моделях РЗС [5].

Согласно [11], в бесстолкновительных гравитирующих системах возможны градиентные (дрейфовые) неустойчивости, обусловленные пространственной неоднородностью таких систем по плотности и температуре. На примере неустойчивостей вращающегося неоднородного цилиндра в [11] показана возможность дрейфа частиц, приводящего к конвективной передаче части кинетической энергии («тепла») в радиальном направлении за счет кориолисова ускорения вследствие возмущений азимутальной скорости v_φ (движение частиц происходит в скрещенных силовых полях тяготения и Кориолиса). В связи с этим представляет интерес изучение неустойчивости колебаний поля скоростей звезд v_φ в моделях РЗС [5] вблизи границ ядер скоплений, т.к. силовые поля в области развития неустойчивостей могут удерживать звезды от участия в фазовом размешивании. Согласно [12], влияние пространственной неоднородности звездных систем на диффузию звезд в пространстве скоростей сопровождается соответствующим «сносом» звезд в промежутках между их сближениями, что приводит к изменению времени релаксации системы.

Целями данной работы являются:

1) построение и анализ зависимостей от времени t энтропии S , вырабатываемой в моделях РЗС на разных расстояниях от центра скопления, а также построение соответствующих зависимостей от t джинсовских масс центральных областей моделей скоплений;

2) использование полученных зависимостей для оценки параметров областей генерации колебаний в моделях РЗС [5];

3) оценки динамических масс и дисперсий скоростей звезд РЗС Плеяды, Ясли, М 67;

4) оценки параметров неустойчивых колебаний поля азимутальных скоростей звезд v_φ в моделях РЗС с массивными протяженными ядрами; обсуждение роли этих колебаний в динамике РЗС и в оценках полных масс таких скоплений.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И МЕТОДИКИ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Следуя работе [13], рассмотрим оценку энтропии S модели нестационарного неизолированного скопления в виде:

$$S = \sum_{i=1}^{10} \sum_{j=1}^{10} \ln Q_{ij},$$

где

$$Q_{ij} = \left(\frac{4}{3}\pi\right)^2 (r_{50i}^3 - r_{50(i-1)+1}^3)(v_{50j}^3 - v_{50(j-1)+1}^3)$$

есть объем фазового пространства (ФП), занятого звездами скопления из ячейки $(\Delta r_i, \Delta v_j)$ в момент времени t ; r и v — модули радиус-вектора \mathbf{r} и вектора \mathbf{v} скорости движения звезды в момент времени t ; $i, j = 1, \dots, 10$. Для изучения потоков звезд в ФП в работе [13] все звезды модели скопления (500 звезд) в момент времени t разделены на группы по 50 звезд в порядке увеличения r и v . Ячейке $(\Delta r_i, \Delta v_j)$ соответствует область пространства (r, v) с координатами

$$r' \in [r_{50(i-1)+1}, r_{50(i-1)+1} + \Delta r_i] \equiv L_i(t),$$

$$v' \in [v_{50(j-1)+1}, v_{50(j-1)+1} + \Delta v_j] \equiv V_j(t)$$

при $i, j = 2, \dots, 10$. В случае $i, j = 1$:

$$r' \in L_1(t) \equiv [r_1, r_1 + \Delta r_1],$$

$$v' \in V_1(t) \equiv [v_1, v_1 + \Delta v_1].$$

Величины r и v здесь пронумерованы в порядке их увеличения. При таком разбиении пространства (r, v) на ячейки в интервале $r' \in L_i(t)$ находятся 50 звезд (для любого значения $i = 1, \dots, 10$). В рамках используемых обозначений

$$r_{50i} = r_{50(i-1)+1} + \Delta r_i.$$

Аналогичное соотношение может быть записано и для величин v . Обозначим

$$S_k = \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^{10} \ln Q_{ij},$$

где $k = 1, \dots, 10$, и

$$\Psi_k = (10 - k)S_k / (k(S_{10} - S_k)),$$

где $k = 1, \dots, 9$. Величина S_k характеризует энтропию, произведенную к моменту времени t в скоплении в области расстояний от его центра $r \leq r_{50k}$, а Ψ_k характеризует отношение удельной энтропии, произведенной к моменту времени t в области $r \leq r_{50k}$, к удельной энтропии, произведенной к моменту t в области $r > r_{50k}$ скопления.

Опираясь на [14], для оценки джинсовской массы M_J в ядре скопления запишем: $M_J = \rho \lambda_J^3$, где ρ — плотность массы на расстоянии r от центра скопления, λ_J — джинсовская длина волны. Согласно [15], для сферического звездного скопления $\lambda_J = \sqrt{3\pi\sigma_v^2 / (32G\rho)}$, где σ_v^2 — дисперсия скоростей звезд на расстоянии r от центра скопления, G — гравитационная постоянная. Пусть $M_J = qM_c$, где $q \leq 1$ (см. ниже в таблице 1), M_c — масса ядра скопления, принятая равной сумме масс звезд с расстояниями $r \leq r_c$ от центра скопления. Величина r_c здесь (и далее) принималась равной расстоянию r от центра масс модели скопления, на котором резко убывает модуль градиента пространственной плотности числа звезд (и плотности массы) скопления при переходе по r от ядра к гало или к промежуточной зоне повышенной плотности в скоплении. Подставляя λ_J в $M_J = qM_c$, находим:

$$\sigma_v^2 = 32Gq^{2/3}(\rho_c M_c^2)^{1/3} / (3\pi), \quad (1)$$

где $\rho_c = \rho(r_c)$, а величина σ_v^2 равна дисперсии скоростей звезд на расстояниях $r = r_c$ от центра скопления. На рис. 1 в работе [16] видно, что дисперсии скоростей звезд в моделях РЗС слабо изменяются при увеличении r за пределами ядра скопления (величины σ_v^2 слабо растут в моделях 1, 2, сохраняются практически постоянными в моделях 3, 4 и слабо убывают в моделях 5, 6 с увеличением r при $r \geq r_c$). Поэтому величины σ_v^2 из формулы (1) можно использовать в качестве оценок дисперсии скоростей в РЗС. Численные значения величин σ_v^2 приведены в таблице 1 из [16] и могут быть использованы для уточнения оценок σ_v^2 для всего скопления в целом (путем введения в σ_v^2 из (1) близких к 1 множителей — коэффициентов, уточняющих величину σ_v^2 во всем скоплении).

Для оценки динамических масс M_d нестационарных и неизолированных РЗС может быть применено выведенное для таких систем в [17] соотношение (13) между массой и величиной σ_v^2 скопления, которое в работе [18] было приведено к следующему виду:

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

где \bar{R} — средний радиус скопления, полученный с использованием распределения пространственной плотности числа звезд в скоплении (при вычислении \bar{R} усреднялось расстояние между двумя звездами скопления; усреднение проводилось по всем парам звезд в скоплении), $R_u = \langle 1/r \rangle^{-1}$, r — расстояние звезды от центра масс скопления, угловые скобки в формуле для R_u означают усреднение по всем звездам скопления. 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 [5] с использованием модели потенциала Галактики [19]), \bar{r}^2 — средний квадрат расстояния звезды от центра скопления. Формула (2) применялась в работе [18] для оценки динамической массы скопления Плеяды по данным о собственных движениях звезд этого скопления. Отметим, что формулы (1) и (2) позволяют решить задачу определения полной массы РЗС без использования данных о скоростях движения звезд членов скопления.

Пусть $v_d = |\mathbf{v}_d|$, где $\mathbf{v}_d = (v_x, v_y)$ — средний вектор скорости движения n_{st} звезд из окрестностей точки с координатой $\mathbf{r} = (x, y, z)$ в плоскости (x, y) модели скопления в момент времени t ; $d = \sqrt{x^2 + y^2}$; x, y, z — прямоугольные декартовы координаты с началом в центре масс скопления. Обозначим $v_\varphi = (-v_x y + v_y x) / d$ (выражение для v_φ получается после преобразования координат вектора \mathbf{v}_d из системы (x, y) в полярные координаты (d, φ) (см., например, таблицу 6.5-1 в [20]) и замены тригонометрических функций координаты φ на соответствующие этим функциям выражения через величины x, y, d). Пусть v_r — радиальная составляющая поля скоростей движения звезд на расстоянии r от центра модели скопления (согласно таблице 6.5-1 [20], $v_r = (xv_x + yv_y + zv_z) / r$, где v_z обозначает z -компоненту вектора поля скоростей звезд в окрестностях точки с координатой \mathbf{r}).

Следуя [21–23], в данной работе мы вычислили взаимные корреляционные функции (ВКФ), спектры \mathcal{S}_ν и дисперсионные кривые k_ν колебаний величин v_ν , распространяющихся в виде волнового пакета в радиальном направлении относительно центра скопления (здесь ν — циклическая частота колебаний, k_ν — волновое число). Флуктуации величин v_ν на сфере радиуса r рассматривались в окрестностях 482 точек, расположенных с равным шагом по угловым переменным сферической системы координат с началом в центре масс скопления; в окрестностях каждой из 482 точек на сфере радиуса r величина v_ν вычислялась по данным о фазовых координатах шести звезд ($n_{st} = 6$), ближайших к данной точке. Значения k_ν вычислялись с помощью Фурье-преобразований $\mathcal{F}(\nu)$ и $\sigma_{\mathcal{F}}(\nu)$ для средних

величин ВКФ и их погрешностей, что позволяет при заданном r для каждой частоты ν найти три значения $k_\nu = k_\nu^{(0)}, k_\nu^{(1,2)}$. Используемая в данной работе методика вычисления S_ν и k_ν подробно описана в [21].

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

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Обозначим $N_i = i \times 50$ — число звезд с расстояниями $r \leq r_i$ от центра модели скопления. На рис. 1 приведены графики зависимостей величин S_i/N_i и Ψ_i от времени t для модели 1 скопления.

Цифрами на рис. 1 помечены кривые, соответствующие принятым значениям i . В сравнении с кривыми $S_i(t)$ (см. также рис. 6 из [13]) зависимости $S_i(t)/N_i$ более удобны, чем $S_i(t)$, для анализа скоростей производства энтропии на разных расстояниях от центра модели скопления из-за меньших по величине достигаемых значений S_i/N_i и большей близости между собой кривых $S_i(t)/N_i$ с разными i в интересующей нас области значений i . В сравнении с кривыми $S_i(t)$ из [13] величины $S_i(t)$ в данной работе получены для больших интервалов значений t и с большей точностью (см. в [5] сравнение точности расчета моделей РЗС из работ [5, 13]). Согласно рис. 1а, с увеличением номера i значения $S_i(t)/N_i$ возрастают. Пусть i — номер кривой $S_i(t)/N_i$, на которой после локального максимума вблизи $t/\tau_{v,r} \simeq 0.3$ (момент первого наибольшего сжатия скопления) значения $S_i(t)/N_i$ в среднем по периоду колебания регулярного поля скопления P_r не возрастают со временем t (для моделей РЗС [5] величины $P_r/\tau_{v,r} \in [0.58, 0.78]$ (таблица 2 из [24], согласно которой $P_r = 0.62 \tau_{v,r}$ для модели 1)).

В центральных областях скопления при $r \leq r_i$ проявляется гравитационная неустойчивость, силовое поле которой удерживает звезды от участия в фазовом размещивании и препятствует росту энтропии. Радиус и масса такой центральной области скопления равны r_i и $M_i = \bar{m} \times N_i$ соответственно (в рассматриваемых нами моделях РЗС [5] массы звезд приняты равными $\bar{m} = 1M_\odot$).

Пусть k — номер зависимости $\Psi_k(t)$, на которой после локального максимума вблизи $t/\tau_{v,r} \simeq 0.3-0.6$ значения $\Psi_k(t)$ в среднем по периоду P_r не возрастают при увеличении t . На рис. 1б видно, что при $k = 5-6$ производство энтропии в модели 1 скопления при $r > r_5, r_6$ доминирует над ее производством при $r \leq r_5$ уже при $t/\tau_{v,r} > 0.3-0.6$. Отметим, что графики зависимостей S_i/N_i и Ψ_i от времени для моделей 2-6

РЗС в качественном отношении имеют такой же вид, как и для модели 1, и поэтому здесь не приведены.

В таблице 1 в столбцах (2)–(5) приведены значения i, r_i, k, r_k для моделей 1–6 РЗС.

Отметим, что в моделях РЗС [5] радиусы центральных областей, содержащих фиксированное число звезд от r_1 до r_5, r_6 , в среднем по периоду P_r практически не меняются со временем (для моделей 2 и 3 см. рис. 3 из [5]). При определении значений r_i, r_k , приведенных в таблице 1, вычислялись зависимости $r_i(t), r_k(t)$, аналогичные приведенным на рис. 3 из [5], а затем проводилось усреднение величин $r_i(t), r_k(t)$ по времени в интервале $t/\tau_{v,r} \in [0, 3]$. В столбце (6) таблицы 1 указаны в парсеках границы интервалов значений радиуса ядра r_c моделей РЗС, в пределах которых изменяются величины r_c на промежутке времени от 0 до $3\tau_{v,r}$. Из таблицы 1 следует, что области с нулевым или минимальным производством энтропии расположены в основном в ядре модели скопления (в моделях 1, 2 и 4 с начальной массой ядра $M_c = 100 M_\odot$ величина $r_m = \max(r_i, r_k) \gtrsim r_c$, в моделях 3, 5, 6 с более массивными ядрами $r_m \lesssim r_c$).

В столбцах (7)–(8) таблицы 1 приведены значения массы центральной области модели РЗС $M_{c,S}, M_{c,\Psi}$ (в массах Солнца), полученные при использовании указанных в таблице 1 значений i и k соответственно.

На рис. 2 показаны зависимости от времени джинсовских масс $M_{J,i}$ для моделей 1–4 РЗС при нескольких значениях i (величины $M_{J,i}$ на рис. 2 приведены в массах Солнца). На всех панелях рис. 2 видно, что джинсовские массы вполне согласуются с соответствующими величинами $M_{c,S}, M_{c,\Psi}$ из таблицы 1.

В столбце (9) таблицы 1 даны средние величины $q = M_J/M_c$, определенные для указанных значений i и k (величины M_J получены по данным о плотности массы ρ , дисперсии скоростей σ_v^2 в группах звезд с указанными номерами i и k ; для вычисления q использовались средние значения M_J на интервале $t/\tau_{v,r} \in [0, 3]$). Величина $q \leq 1$ убывает с ростом начальной плотности модели РЗС при переходе от модели 1 к модели 2 и приблизительно постоянна при дальнейшем увеличении начальной плотности (переход от модели 2 к модели 4). С ростом начальных значений массы и радиуса ядра модели РЗС (см. модели 2, 3, 5, 6) значение q уменьшается. Модели РЗС 1–6 [5] пронумерованы в порядке убывания степени нестационарности (см., например, [таблицу 1] в [20]). Уменьшение степени нестационарности модели РЗС с возрастанием начальной массы ядра вполне может быть связано с убыванием величины q .

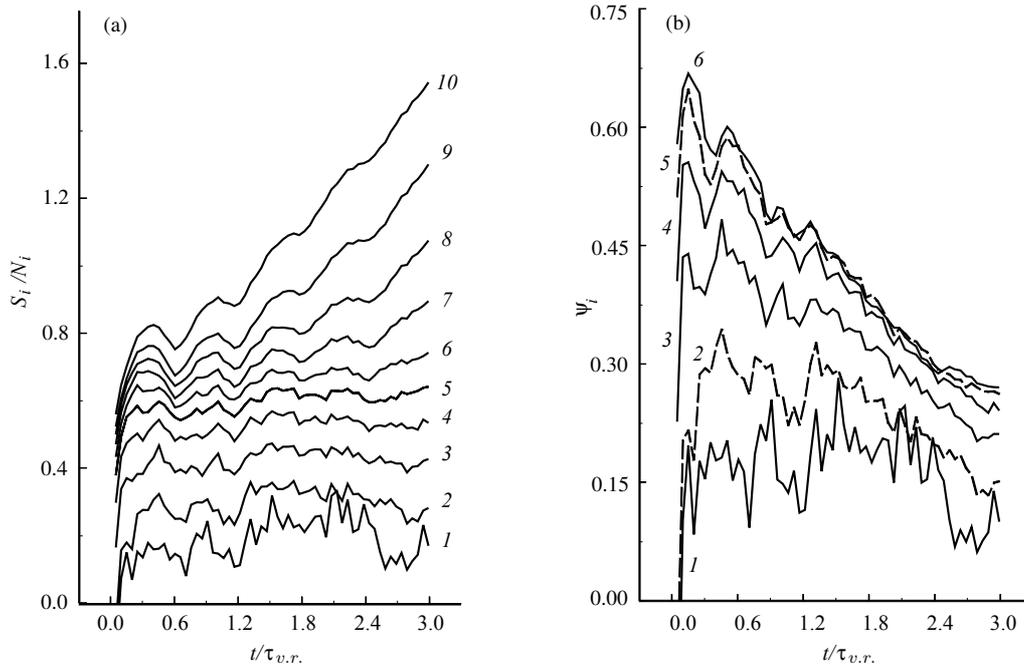


Рис. 1. Временные зависимости $S_i(t)/N_i$ (a) и $\Psi_i(t)$ (b) для модели 1 РЗС при указанных значениях i .

Таблица 1. Параметры областей генерации колебаний в моделях РЗС; \mathcal{N} — номер модели скопления

\mathcal{N}	i	r_i , пк	k	r_k , пк	r_c , пк	$M_{c,S}$, M_\odot	$M_{c,\Psi}$, M_\odot	q	n_ν			
									$r = 2$ пак	3 пак	4 пак	5 пак
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
1	3	3.8–4.0	3–4	3.8–4.8	3–4	150	150–200	1.00 ± 0.03	16–17	10–11	12–13	21–26
2	5–6	5.0–6.2	2–3	2.2–3.3	2.8–3.2	250–300	100–150	0.84 ± 0.05	17–18	22–25	18–19	22–25
3	2	1.8–2.0	5	3.1–3.3	3–4	100	250	0.69 ± 0.04	13–14	24–25	29–30	21–22
4	5–6	4.4–5.2	3–4	2.8–3.8	2.5–3.5	250–300	150–200	0.86 ± 0.05	5–6	7–8	4–5	11–13
5	3	2.4–2.6	4–5	3.0–3.4	4–5	150	200–250	0.45 ± 0.04	25–29	23	18–19	30
6	6	4.3–4.5	5–6	3.8–4.4	5–6	300	250–300	0.33 ± 0.05	27–28	24	20	23

Отметим, что в области максимальных по модулю радиальных градиентов плотности моделей 3, 5, 6 действует градиентная неустойчивость, приводящая к малым амплитудам колебаний азимутальной скорости v_φ или к затухающим колебаниям v_φ (см. ниже), что может быть причиной формирования соотношения $q \leq 1$ и малого вклада области больших по модулю радиальных градиентов плотности в поддержание радиальных колебаний или даже может приводить к затуханию таких колебаний и уменьшению степени нестационарности системы без производства энтропии и фазового размешивания в этой области. В

этом случае силы Кориолиса в области развития такой неустойчивости могут удерживать звезды скопления от участия в фазовом размешивании.

Радиальные распределения пространственной плотности числа звезд $f(r)$ и массы $\rho(r) = \bar{m}f(r)$ в трех РЗС Плеяды, Ясли и М67, полученные в работе [18], использовались здесь при нахождении величин r_c , $f_c = f(r_c)$, $\rho_c = \rho(r_c)$ и M_c для этих скоплений. В случае РЗС Плеяды находим: $\bar{m} = 1.00 \pm 0.17 M_\odot$, $M_c = 37.9 \pm 6.4 M_\odot$, $r_c = 1.35 \pm 0.08$ пак, $f_c = 2.35 \pm 0.10$ пак $^{-3}$. Здесь принято $\bar{m} = M_{C1}/N_{C1}$, где M_{C1} и N_{C1} полная масса и число звезд-членов скопления, выделенных в [18]

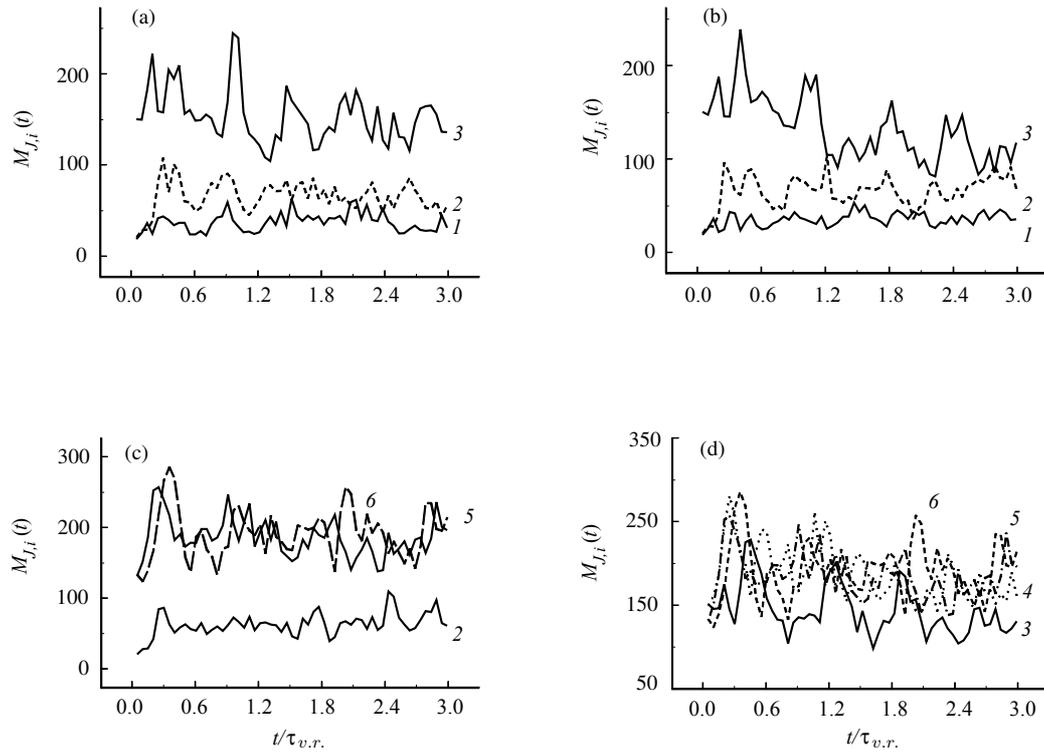


Рис. 2. Временные зависимости $M_{J,i}(t)$ для моделей 1–4 РЗС (панели (a)–(d) соответственно) при указанных значениях i .

по данным о собственных движениях $\mu_{\alpha,\delta}$ звезд скопления со звездными величинами $m_V \leq 17^m$ и имеющих наименьшие погрешности величин $\mu_{\alpha,\delta}$ ($N_{Cl} = 330$ [18]; величина $M_{Cl} = 330 \pm 55 M_{\odot}$ в [18] получена спектральным методом по данным о $\mu_{\alpha,\delta}$ звезд-членов скопления Плеяды). Такое значение \bar{m} согласуется с оценкой средней массы звезды ядра скопления Плеяды $\bar{m} \simeq 1.0 M_{\odot}$, которую можно получить по данным [25] (рис. 8) для звезд скопления с расстояниями $d \leq r_c$ от его центра. Судя по относительным амплитудам колебаний тангенциальных ($\Delta v_t/v_t$) и радиальных ($\Delta v_d/v_d$) скоростей звезд в скоплении с увеличением расстояния d от его центра на рис. 3а, 3б и рис. 5 из [18], степень нестационарности РЗС Плеяды, Ясли и М 67 максимальна в Плеядах и минимальна в скоплении Ясли. Принимая для Плеяд величину $q = 1$ (см. таблицу 1 для модели 1) и используя полученные данные о величинах M_c и ρ_c на границе ядра скопления, согласно формуле (1), для Плеяд находим: $\sigma_v^2 = 0.227 \pm 0.036$ (км с⁻¹)², $\sigma_v = 0.48 \pm 0.04$ км с⁻¹ (в работе [18] по данным о $\mu_{\alpha,\delta}$ 330 звезд этого скопления, имеющих наименьшие погрешности величин $\mu_{\alpha,\delta}$, получена оценка $\sigma_v = 0.41 \pm 0.30$ км с⁻¹). Используя данные таблицы 4 из [18] о величинах \bar{R} , R_u , \bar{r}^2 , α_1 и α_3 , для скопления Плеяды по формуле (2) находим:

$M_d = 320.5 \pm 48.0 M_{\odot}$. Т.к. в модели 1 дисперсия скоростей звезд возрастает с увеличением r при $r \geq r_c$, для перехода от значений σ_v^2 на границе ядра скопления к величине σ_v^2 для всего скопления здесь использовался коэффициент $\xi = 1.15 \pm 0.09$, полученный согласно таблицам 1b, 1с из [16] для модели 1 по данным о $\sigma_v^2(n)$ на границе ядра скопления с $n \simeq 150$ звезд при $r \leq r_c$ и на его периферии при $n \simeq 400$ звезд, ближайших по r к центру модели 1 скопления и $t/\tau_{v,r} \simeq 1.6, 2.7$; $\xi = \sigma_v^2(400)/\sigma_v^2(150)$. Таким образом, оценка величины M_d , полученная по формулам (1), (2), хорошо согласуется с оценкой M_{Cl} в [18] по данным о $\mu_{\alpha,\delta}$ звезд-членов скопления Плеяды и данным о спектрах колебаний тангенциальных и радиальных скоростей движения звезд в скоплении. В работе [18] для Плеяд было определено $M_d = 387 \pm 286 M_{\odot}$.

Для РЗС Ясли и М 67 со средней степенью нестационарности мы использовали усредненную по шести моделям скоплений из таблицы 1 величину $q = 0.695 \pm 0.017$ и $\xi = 1.0$, т.к. в этом случае величины σ_v^2 на границе ядра скопления и σ_v^2 для всего скопления хорошо согласуются между собой (см. рис. 1 из [16]).

Для скопления Ясли в работе [18] по данным о собственных движениях $\mu_{\alpha,\delta}$ звезд скопления

со звездными величинами $m_V \leq 15^m 09$ были получены следующие оценки величин: $N_{Cl} = 265$, $M_{Cl} = 306 \pm 85 M_\odot$, что приводит к оценке $\bar{m} = 1.15 \pm 0.32 M_\odot$. Согласно данным [26] (см. рис. 11) о зависимости средней массы звезды от расстояния d от центра скопления Ясли, в ядре скопления $\bar{m} \simeq 0.82 M_\odot$. Используя эту оценку по данным [18] о распределении $f = f(r)$ в этом скоплении ($r_c = 1.67 \pm 0.08$ пк, $f_c = 1.47 \pm 0.08$ пк $^{-3}$, $M_c = 78.6 \pm 21.8 M_\odot$), а также по формулам (1), (2) и данным таблицы 4 из [18], находим:

$$\sigma_v^2 = 0.252 \pm 0.047 \text{ (км с}^{-1}\text{)}^2, M_d = 261 \pm 53 M_\odot,$$

а в случае $\bar{m} = 1.15 \pm 0.32 M_\odot$ находим:

$$\sigma_v^2 = 0.316 \pm 0.059 \text{ (км с}^{-1}\text{)}^2, M_d = 330 \pm 66 M_\odot.$$

Полученные для двух значений \bar{m} оценки величин M_d хорошо согласуются между собой (так же, как соответствующие оценки σ_v^2). Обе оценки величины M_d хорошо согласуются с полученной спектральным методом оценкой полной массы M_{Cl} РЗС Ясли из [18].

Для скопления М 67 в работе [18] по данным о $\mu_{\alpha, \delta}$ звезд со звездными величинами $m_V \leq 15^m 5$ получены оценки $N_{Cl} = 427$, $M_{Cl} = 1206 \pm 235 M_\odot$, что приводит к оценкам $\bar{m} = 2.82 \pm 0.55 M_\odot$, $\sigma_v^2 = 0.814 \pm 0.108 \text{ (км с}^{-1}\text{)}^2$, $M_d = 1285 \pm 181 M_\odot$ (здесь использовались полученные по данным о $f(r)$ из [18] значения $r_c = 2.67 \pm 0.17$ пк, $f_c = 0.86 \pm 0.05$ пк $^{-3}$, $M_c = 596.1 \pm 116.2 M_\odot$ и формулы (1), (2)). Согласно работе [27] (таблица 7), полная масса ядра скопления М 67 с учетом масс двойных звезд $M_c = 534.3 \pm 106.0 M_\odot$, что приводит к оценкам: $\sigma_v^2 = 0.756 \pm 0.102 \text{ (км с}^{-1}\text{)}^2$, $M_d = 1191 \pm 171 M_\odot$. Обе оценки величины M_d хорошо согласуются с полученной спектральным методом оценкой полной массы M_{Cl} РЗС М 67 из [18]. Отметим, что оценки динамических масс M_d РЗС Ясли и М 67 в [18] не были получены из-за больших погрешностей в величинах σ_v^2 и в данных о собственных движениях звезд в этих скоплениях.

Таким образом, формулы (1), (2) приводят к оценкам полных масс трех рассмотренных РЗС, хорошо согласующимся с данными спектрального метода [18], и вполне могут быть применены для оценки полных масс и дисперсий скоростей звезд других РЗС.

На рис. 3 для модели 3 скопления приведены спектры \mathcal{S}_ν и дисперсионные кривые $k_\nu = k_\nu^{(0)}$ колебаний величины v_φ при $r = 3$ пк и $r = 5$ пк.

На рис. 3а, 3б видно, что все относительно мощные колебания (например, на частотах $\nu \simeq 0.98, 1.57, 1.76, 3.12$) являются устойчивыми, а неустойчивые колебания чаще всего приходятся

на частоты, соответствующие малым значениям \mathcal{S}_ν , между более высокими пиками при $\nu < 7-8$, или соответствующие группам колебаний с малыми значениями \mathcal{S}_ν при $\nu > 8-9$ (области неустойчивых колебаний v_φ , см. на рис. 3б). Здесь и далее величины ν приведены в единицах $\tau_{v.r.}^{-1}$. При переходе к $r = 5$ пк (см. рис. 3с, 3д) размеры областей неустойчивых колебаний v_φ по частоте возрастают.

Число n_ν неустойчивых колебаний v_φ в моделях 1–6 РЗС приведено в столбцах (10)–(13) таблицы 1 при значениях $r = 2, 3, 4, 5$ пк. Неустойчивые колебания v_φ определяются по наличию «синусоидальных» участков зависимостей k_ν от ν (см., например, два таких колебания в интервале $\nu \in [9.0, 9.5]$ на рис. 3б, а также обсуждение таких колебаний в [9]). Чем дальше эти участки находятся от линии $k_\nu = 0$, тем больше инкременты нарастания таких неустойчивостей (в этих случаях корни уравнения $k_\nu = 0$ комплексно сопряженные). Наименьшее число n_ν неустойчивых колебаний v_φ достигается вблизи границы ядра наиболее плотной модели 4 скопления, а наибольшие значения n_ν — в моделях 3, 5, 6 РЗС с более массивными протяженными ядрами (см. таблицу 1). Вероятно, в РЗС с массивными протяженными ядрами влияние неустойчивых колебаний v_φ на динамику таких скоплений можно считать более значительным по сравнению с более плотными скоплениями, имеющими менее массивные ядра.

Для модели 3 при $r = 2$ пк среднее значение времени t_e изменения амплитуды колебаний v_φ в e раз составляет $\bar{t}_e = 3.6 \pm 0.7 \tau_{v.r.}$, минимальное и максимальное значения t_e составляют примерно $0.59 \tau_{v.r.}$ и $10.47 \tau_{v.r.}$ соответственно. Среднее значение действительных составляющих ν_r частот ν таких колебаний равно $\bar{\nu}_r = 7.50 \pm 0.97$, минимальное и максимальное значения ν_r составляют приблизительно 2.63 и 11.77 соответственно. При $r = 5$ пк для модели 3, а также при $r = 3-5$ пк для моделей 5, 6 РЗС оценки для t_e и ν_r имеют тот же порядок величин, что и указанные выше при $r = 2$ пк для модели 3. Параметры ν_r и t_e неустойчивых колебаний v_φ в моделях 5, 6 при $r = 3, 5$ пк приведены в таблицах 2 и 3.

При записи величин ν_r и t_e в таблицах 2 и 3 использовались следующие обозначения. Если величина ν_r , определенная по данным о $k_\nu^{(0)}$, находится на границе интервала значений ν_r , полученных по данным о $k_\nu^{(1,2)}$, то в таблицах 2 и 3 она приведена в скобках со штрихом с той стороны интервала, где указано ее значение. Если величина ν_r , полученная по данным о $k_\nu^{(0)}$, находится внутри интервала значений ν_r , полученных по данным о $k_\nu^{(1,2)}$, то в таблицах 2 и 3 она приведена в виде

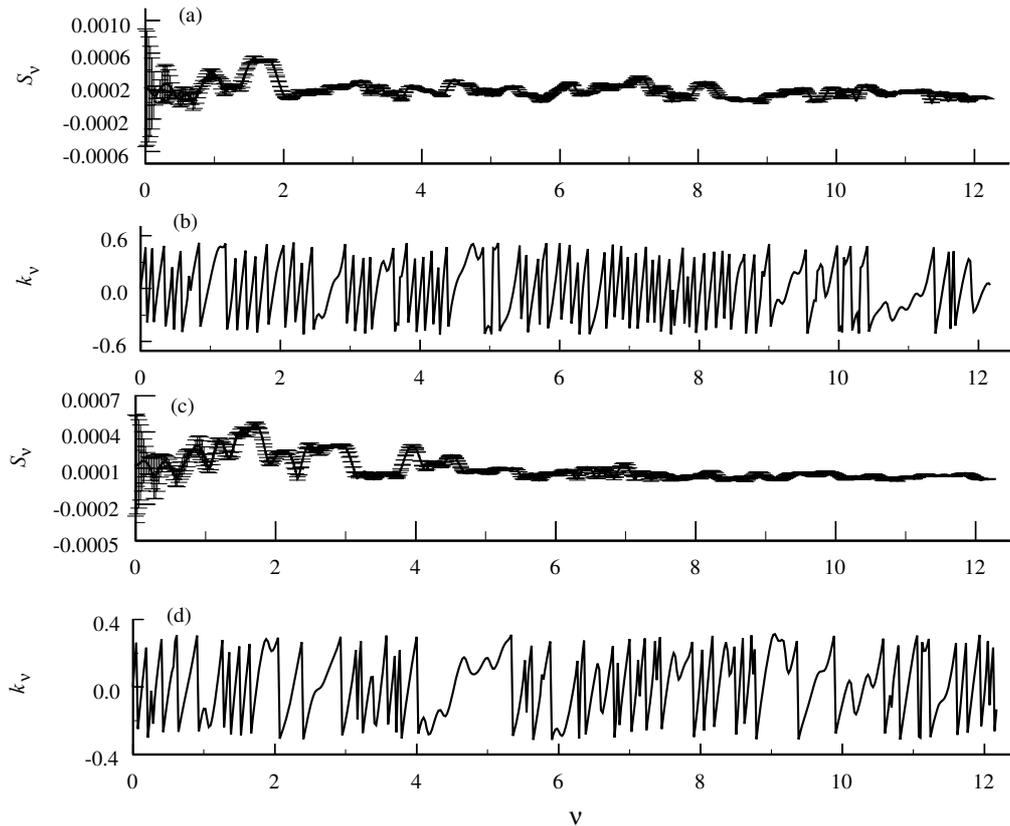


Рис. 3. Зависимости от ν спектров S_ν и дисперсионных кривых k_ν колебаний величины v_φ в модели 3 РЗС: (а), (б) — при $r = 3$ пк, (с), (д) — при $r = 5$ пк.

$\nu_r \pm \sigma_{\nu_r}$, где σ_{ν_r} — среднее отклонение от ν_r , полученное по данным о $k_\nu^{(1,2)}$. Если по данным о $k_\nu^{(1,2)}$ получить оценки ν_r не удастся (из-за малой или нулевой амплитуды «синусоидальных» колебаний значений $k_\nu^{(1,2)}$ в окрестности точки $\nu = \nu_r$, полученной по $k_\nu^{(0)}$), то в таблицах 2, 3 приведено значение ν_r , определенное по данным о $k_\nu^{(0)}$. В таблице 2 для модели 5 при $r = 3$ пк можно выделить две группы неустойчивых колебаний v_φ с $\nu_r \in [0.7, 5.2]$ (низкочастотные колебания повышенной мощности) и $\nu_r \in [7.5, 13.7]$ (высокочастотные колебания малой мощности), а также одну группу с $t_e/\tau_{v.r.} \in [0.7, 5.0]$. При $r = 5$ пк для модели 5 также можно выделить две слабо выраженные группы неустойчивых колебаний v_φ с $\nu_r \in [1.6, 4.8]$, $\nu_r \in [9.8, 13.7]$ и одну хорошо заметную группу таких колебаний v_φ с $t_e/\tau_{v.r.} \in [0.9, 4.0]$. Согласно таблице 3, для модели 6 при $r = 3$ пк можно выделить две группы неустойчивых колебаний v_φ с $\nu_r \in [0.9, 4.2]$ и $\nu_r \in [6.0, 11.7]$, а также хорошо заметную группу с $t_e/\tau_{v.r.} \in [0.9, 4.2]$. При $r = 5$ пк для модели 6 можно выделить две группы неустойчивых колебаний v_φ с $\nu_r \in [1.1, 4.0]$

и $\nu_r \in [9.5, 12.1]$, а также одну хорошо заметную группу таких колебаний v_φ с $t_e/\tau_{v.r.} \in [0.7, 4.0]$. В пространстве величин ν такие группы задают области неустойчивых колебаний v_φ , ответственных за уменьшение степени нестационарности моделей РЗС. В пространстве величин t_e такие группы задают время затухания колебаний v_φ в соответствующих областях спектров S_ν . После теоретической оценки величин ν_r и t_e для моделей 5, 6 РЗС такие оценки могут быть сравнены с параметрами неустойчивых колебаний v_φ из таблиц 2 и 3.

Отметим, что во внешних областях ядер с большими по модулю радиальными градиентами плотности и в переходных областях между ядром и гало моделей 3, 5, 6 РЗС содержится значительно большее количество звезд, чем в соответствующих областях моделей 1, 2 (массы ядер моделей 3, 5, 6 РЗС возрастают с увеличением номера модели). Поэтому и вклад этих областей в динамическую эволюцию моделей 3, 5, 6 скоплений возрастает.

Таким образом, в рассмотренных моделях РЗС вблизи границы ядра скопления формируются неустойчивые колебания v_φ малых мощностей и амплитуд, а вблизи (по частоте) более мощных колебаний и между ними часто реализуются

Таблица 2. Параметры неустойчивых колебаний v_φ в модели 5 РЗС (подробнее см. в тексте)

$\nu_r,$ $\tau_{v.r.}^{-1}$	$t_e,$ $\tau_{v.r.}$	$\nu_r,$ $\tau_{v.r.}^{-1}$	$t_e,$ $\tau_{v.r.}$	$\nu_r,$ $\tau_{v.r.}^{-1}$	$t_e,$ $\tau_{v.r.}$
$r = 3$ пк					
(0.76–0.83)'	'(1.89–1.92)	4.47 ± 0.01	0.80 ± 0.02	10.03	15.64
1.42 ± 0.04	'(1.60–1.88)	4.91 ± 0.01	(0.711–0.712)'	'(10.62–10.80)	'(0.50–1.08)
(1.86–1.93)'	'(2.04–3.318)	5.08 ± 0.01	1.24 ± 0.05	11.23 ± 0.01	1.42 ± 0.21
'(2.46–2.48)	2.46 ± 0.77	5.58 ± 0.01	'(1.02–1.70)	11.49 ± 0.02	2.20 ± 0.78
'(2.525–2.528)	3.25 ± 1.21	7.770 ± 0.001	1.31 ± 0.07	'(13.09–13.10)	'(2.22–3.10)
(2.71–2.72)'	3.91 ± 0.66	8.639 ± 0.002	5.47 ± 0.95	13.521 ± 0.002	2.29 ± 0.57
(3.41–3.43)'	'(1.53–1.71)	(8.850–8.851)'	1.71 ± 0.07	'(13.68–13.78)	1.28 ± 0.50
(3.76–3.80)'	3.33 ± 1.06	'(9.55–9.56)	4.33 ± 1.03		
$r = 5$ пк					
(1.50–1.58)'	'(0.96–1.37)	5.56 ± 0.01	'(3.41–4.12)	10.55 ± 0.03	1.64 ± 0.17
(1.62–1.66)'	'(1.25–3.27)	(7.477–7.478)'	(3.89–4.96)'	10.76 ± 0.01	1.67 ± 0.21
'(1.71–1.78)	(0.76–2.24)'	'(7.668–7.672)	(2.38–2.48)'	(11.04–11.06)'	'(0.92–0.95)
1.88 ± 0.04	1.87 ± 0.84	8.017 ± 0.001	1.45 ± 0.01	(11.22–11.26)'	(0.41–8.38)'
'(2.27–2.29)	1.69 ± 1.12	(8.13–8.15)'	2.03 ± 0.21	(11.49–11.52)'	(1.98–2.62)'
(2.60–2.65)'	'(2.26–2.51)	8.414 ± 0.003	3.15 ± 0.11	12.17	2.02
3.19 ± 0.03	2.90 ± 0.78	8.86 ± 0.01	(0.95–1.04)'	12.55	2.89
(3.55–3.56)'	'(7.26–10.37)	'(9.02–9.05)	(3.06–3.51)'	'(12.88–12.89)	'(6.76–18.07)
4.854 ± 0.001	1.68 ± 0.04	'(9.88–9.91)	4.45 ± 2.43	'(13.703–13.704)	'(2.00–2.23)
(5.09–5.10)'	(2.12–3.37)'	'(10.18–10.19)	(0.77–0.91)'	'(13.778–13.787)	'(1.76–1.96)

затухающие колебания v_φ , приводящие к малым значениям \mathcal{S}_ν , что может быть причиной уменьшения степени нестационарности моделей 3, 5, 6 РЗС в сравнении со степенью нестационарности моделей 1 и 2.

Пусть $\eta = \overline{v_\varphi^2}/\overline{v_r^2}$ и $\zeta = \overline{\sigma_\varphi^2}/\overline{\sigma_r^2}$ — средние по времени $t/\tau_{v.r.} \in [0, 3]$ значения v_φ^2/v_r^2 и $\sigma_\varphi^2/\sigma_r^2$ на расстоянии r от центра модели скопления, где σ_φ^2 и σ_r^2 — дисперсии величин v_φ и v_r . В таблице 4 для моделей 1–6 РЗС приведены значения η и ζ для нескольких значений r вблизи границы ядра скопления.

Из таблицы 4 следует, что в моделях 2–6 при $r \in [2, 5]$ пк величины η и ζ возрастают с увеличением r (для модели 1 величины η и ζ возрастают с увеличением r при $r \in [3, 5]$ пк). Основной вклад в кинетическую энергию и дисперсию скоростей

движения звезд вблизи границ моделей 3, 5, 6 РЗС с более массивными ядрами вносят азимутальные, а не радиальные движения звезд, что может быть причиной формирования большого числа затухающих колебаний v_φ . Согласно данным таблицы 1b из [16], значение σ_ν^2 в моделях 3, 5, 6 возрастает с увеличением номера модели скопления. Поэтому вблизи границ ядер этих моделей РЗС звезды имеют больше возможностей уходить из области развития гравитационной неустойчивости, что приводит к уменьшению степени нестационарности этих моделей. Нулевое или малое производство энтропии в этих областях моделей РЗС вполне может быть обусловлено действием сил Кориолиса и градиентной неустойчивостью.

В моделях РЗС [5] коллективные радиальные движения звезд и групп звезд с достаточно большими энергиями в ядре переходят в коллективные

Таблица 3. Параметры неустойчивых колебаний ν_φ в модели 6 РЗС (подробнее см. в тексте)

$\nu_r,$ $\tau_{v.r.}^{-1}$	$t_e,$ $\tau_{v.r.}$	$\nu_r,$ $\tau_{v.r.}^{-1}$	$t_e,$ $\tau_{v.r.}$	$\nu_r,$ $\tau_{v.r.}^{-1}$	$t_e,$ $\tau_{v.r.}$
$r = 3$ пк					
'(0.976–0.988)	(1.708–2.068)'	6.91 ± 0.04	(0.890–1.171)'	8.133 ± 0.003	3.50 ± 0.22
1.04	2.58	(7.041–7.057)'	1.21 ± 0.04	8.168 ± 0.004	1.60 ± 0.07
'(2.151–2.159)	(5.299–14.680)'	7.19 ± 0.01	1.58 ± 0.08	9.28 ± 0.01	'(1.480–1.884)
2.395 ± 0.002	2.37 ± 0.61	7.284 ± 0.007	1.6 ± 0.1	9.584 ± 0.002	3.30 ± 1.01
2.94 ± 0.01	2.09 ± 0.61	7.466 ± 0.002	'(2.939–3.760)	(10.353–10.356)'	(5.313–11.874)'
'(4.150–4.155)	(9.199–19.305)'	7.54 ± 0.02	2.17 ± 0.26	'(10.514–10.536)	'(2.018–2.936)
(6.35 ± 0.02)	(1.392–1.894)'	(7.746–7.782)'	'(1.567–1.650)	11.08 ± 0.01	'(1.501–1.679)
'(6.703–6.725)	(0.671–0.803)'	'(7.927–7.930)	'(13.255–15.057)	11.68 ± 0.03	'(1.233–2.354)
$r = 5$ пк					
0.67	1.83	'(5.412–5.476)	'(2.012–4.463)	9.753 ± 0.005	(1.083–1.123)'
(0.983–1.011)'	'(0.528–3.175)	'(6.160–6.319)	'(0.657–2.132)	9.93 ± 0.02	1.88 ± 0.75
'(1.110–1.192)	'(0.865–2.243)	(6.960–7.058)'	0.75 ± 0.14	(10.389–10.408)'	(1.749–2.192)'
2.40 ± 0.02	4.13 ± 0.83	7.10	1.11	10.48	2.14
2.951 ± 0.003	3.18 ± 0.43	7.64	15.15	(11.084–11.094)'	2.13 ± 1.22
3.77	0.96	(8.243–8.246)'	(5.105–12.331)'	11.92	1.58
(4.187–4.258)'	(1.191–4.514)'	(9.211–9.214)'	'(1.672–2.090)	'(11.999–12.134)	'(0.711–5.724)
5.26 ± 0.02	4.5 ± 4.1	'(9.325–9.330)	'(1.569–2.267)		

Таблица 4. Оценки величин η и ζ вблизи границ ядер моделей РЗС

\mathcal{N}	$\eta(r)$				$\zeta(r)$			
	$r = 2$ пк	3 пк	4 пк	5 пк	$r = 2$ пк	3 пк	4 пк	5 пк
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
1	0.86 ± 0.05	0.80 ± 0.04	0.91 ± 0.05	1.09 ± 0.07	0.93 ± 0.05	0.89 ± 0.03	1.06 ± 0.04	1.33 ± 0.07
2	0.85 ± 0.05	0.96 ± 0.06	1.12 ± 0.06	1.39 ± 0.08	0.93 ± 0.05	1.08 ± 0.06	1.32 ± 0.06	1.69 ± 0.07
3	1.03 ± 0.04	1.09 ± 0.04	1.22 ± 0.06	1.46 ± 0.08	1.10 ± 0.05	1.18 ± 0.04	1.34 ± 0.04	1.66 ± 0.06
4	0.95 ± 0.05	1.16 ± 0.06	1.50 ± 0.07	1.84 ± 0.09	1.04 ± 0.05	1.27 ± 0.06	1.63 ± 0.06	2.06 ± 0.07
5	1.06 ± 0.05	1.33 ± 0.05	1.39 ± 0.06	1.65 ± 0.07	1.13 ± 0.05	1.38 ± 0.05	1.46 ± 0.05	1.78 ± 0.06
6	0.90 ± 0.04	1.17 ± 0.05	1.50 ± 0.06	1.74 ± 0.08	1.00 ± 0.04	1.26 ± 0.05	1.62 ± 0.06	1.90 ± 0.07

азимутальные движения вблизи границы, а также за границей ядра скопления. Уменьшение степени нестационарности таких скоплений обусловлено затуханием колебаний как радиальных, так и

азимутальных скоростей движения звезд. Согласно [28] (Глава 13), откликом гравитирующей системы на прохождение в ней таких групп звезд может быть формирование следа повышенной плотно-

сти, в котором движения звезд становятся более коррелированными из-за проявления неустойчивостей, и формируются локальные концентрации гравитационной энергии. Выполненный в [8] анализ тонкой структуры уплотнений двухточечных корреляций в пространстве взаимных расстояний между звездами в моделях РЗС [5] указывает на формирование поляризационных облаков вблизи ряда таких расстояний. При увеличении коррелированности движений звезд вблизи границы ядра модели скопления производство энтропии в этой области уменьшается. В работе [29] по данным о распределениях поверхностной плотности моделей РЗС [5] в проекции на плоскость Галактики наблюдались отходящие от ядра скопления группы звезд (субскопления), вращающиеся относительно своих центров и центра скопления, постепенно удаляющиеся от ядра в гало скопления. Вероятно, таким объектам (субскоплениям) соответствуют более мощные низкочастотные колебания v_φ , устойчивые или с достаточно большими значениями t_e . Высокочастотные колебания v_φ малой мощности могут быть связаны с вращающимися мелкомасштабными поляризационными облаками и тонкой структурой уплотнений парных корреляций для ряда расстояний между звездами.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработан новый метод оценки полных масс РЗС по данным о массе ядра скопления, радиусах скопления и его ядра, а также о радиальном распределении звезд в скоплении. В рамках метода используется условие гравитационной неустойчивости в ядре скопления и формулы (1), (2), позволяющие находить дисперсии скоростей звезд и полные массы РЗС без привлечения наблюдательных данных о скоростях движения звезд. Оценки динамических масс РЗС Плеяды, Ясли и М 67 по формулам (1), (2) хорошо согласуются с оценками полных масс РЗС, полученными в [18] с использованием данных о собственных движениях звезд скопления и спектрального метода. Погрешности оценок динамических масс этих РЗС по формулам (1), (2) примерно на 10–30% меньше погрешностей оценок полных масс этих РЗС, полученных спектральным методом.

2. Для шести моделей РЗС определены массы и радиусы центральных областей, в которых производство энтропии мало или равно нулю (см. таблицу 1). Радиусы таких областей близки к радиусам ядер моделей РЗС. Определены джинсовские массы центральных областей моделей РЗС и используемые в (1) отношения $q \leq 1$ этих масс к массам с нулевым или малым производством энтропии. С ростом массы ядра модели РЗС величина q убывает. С увеличением начальной плотности модели

РЗС отмечено уменьшение q при переходе от модели 1 к модели 2 и приблизительное постоянство q при дальнейшем увеличении начальной плотности модели (при переходе от модели 2 к модели 4).

3. Построены спектры S_ν и дисперсионные кривые k_ν колебаний поля азимутальных скоростей v_φ в моделях 1–6 РЗС. Показано, что в моделях РЗС вблизи границы ядра скопления формируются неустойчивые колебания v_φ малых мощностей и амплитуд, а вблизи (по частоте) более мощных колебаний и между ними часто реализуются затухающие колебания v_φ , приводящие к малым значениям S_ν , что может быть причиной уменьшения степени нестационарности моделей 3, 5, 6 РЗС в сравнении со степенью нестационарности моделей 1 и 2. Определены число ($n_\nu \simeq 5–30$ комплексно сопряженных пар ν) и параметры таких колебаний вблизи границ ядер моделей скоплений. Средние значения времени изменения амплитуды таких колебаний в e раз составляют $\bar{t}_e = 2.2–4.0 \tau_{v.r.}$, но возможны и малые значения $t_e \simeq 0.6–0.9 \tau_{v.r.}$. Наличие таких колебаний указывает на возможную роль градиентной неустойчивости вблизи границ ядер моделей скоплений в уменьшении величины q и производства энтропии в ядрах моделей 3, 5, 6 РЗС с массивными протяженными ядрами.

БЛАГОДАРНОСТИ

Часть работ проведена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (базовая часть гос. задания, РК № АААА-А17-117030310283-7), а также при финансовой поддержке Правительства Российской Федерации в рамках контракта № 02.А03.21.0006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. К. А. Barkhatova, *Астрон. ж.* **33**, 556 (1956).
2. A. F. Seleznev, *Astron. Tsirk.* № 1531, 9 (1988).
3. P. N. Kholopov, *Star Clusters* (Nauka, Moscow, 1981), с. 328 [in Russian].
4. V. M. Danilov and S. I. Putkov, *Astronomy Reports* **56**, 609 (2012).
5. V. M. Danilov and L. V. Dorogavtseva, *Astronomy Reports* **52**, 467 (2008).
6. V. M. Danilov, *Astronomy Reports* **52**, 812 (2008).
7. V. M. Danilov, *Astronomy Reports* **54**, 514 (2010).
8. V. M. Danilov and S. I. Putkov, *Astronomy Reports* **56**, 623 (2012).
9. V. M. Danilov and S. I. Putkov, *Astrophysical Bulletin* **68**, 154 (2013).
10. Ю. Л. Климонтович, *Статистическая теория открытых систем*, (ТОО «Янус», Москва, 1995), с. 48–49, с. 548.

11. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, *Равновесие и устойчивость гравитирующих систем* (Наука, Москва, 1976), с. 313.
12. I. L. Genkin, *Sov. Phys. Dokl.* **16**, 261 (1971).
13. V. M. Danilov, *Astronomy Reports* **46**, 887 (2002).
14. С. Б. Пикельнер, С. А. Каплан, *Происхождение и эволюция галактик и звезд*, Ред. С. Б. Пикельнер (Наука, Москва, 1976), с. 194.
15. А. Р. Кинг, *Введение в классическую звездную динамику* (УРСС, Москва, 2002), с. 103.
16. V. M. Danilov, *Astronomy Reports* **55**, 473 (2011).
17. V. M. Danilov, *Astronomy Reports* **54**, 514 (2010).
18. V. M. Danilov and A. V. Loktin, *Astrophysical Bulletin* **70**, 414 (2015).
19. S. A. Kutuzov and L. P. Osipkov, *Sov. Astron.* **24**, 17 (1980).
20. Г. Корн, Т. Корн, *Справочник по математике для научных работников и инженеров*, Ред. И. Г. Араманович, Л. Я. Цлаф (Наука, Москва, 1968), с. 183.
21. V. M. Danilov and S. I. Putkov, *Astrophysical Bulletin* **69**, 27 (2014).
22. М. Бернар, Ж. Бриффо, Ж. Бюссак и др., *Диагностика плазмы*, Ред. С. Ю. Лукьянов, (Атомиздат, Москва, 1973), № 3, с. 449.
23. Я. Ф. Волков, В. Г. Дятлов, Р. И. Митина, *Диагностика турбулентной плазмы* (Наукова думка, Киев, 1983).
24. V. M. Danilov and E. V. Leskov, *Astronomy Reports* **49**, 190 (2005).
25. J. D. Adams, J. R. Stauffer, D. G. Monet, et al., *Astron. J.* **121**, 2053 (2001).
26. J. D. Adams, J. R. Stauffer, M. F. Skrutskie, et al., *Astron. J.* **124**, 1570 (2002).
27. X. Fan, D. Burstein, J.-S. Chen, et al., *Astron. J.* **112**, 628 (1996).
28. У. Саслау, *Гравитационная физика звездных и галактических систем*, Ред. И. Д. Новиков (Мир, Москва, 1989).
29. V. M. Danilov, S. I. Putkov, and A. F. Seleznev, *Astronomy Reports* **58**, 906 (2014).

Parameters of Oscillation Generation Regions in Open Star Cluster Models

V. M. Danilov and S. I. Putkov

We determine the masses and radii of central regions of open star cluster (OCL) models with small or zero entropy production and estimate the masses of oscillation generation regions in cluster models based on the data of the phase-space coordinates of stars. The radii of such regions are close to the core radii of the OCL models. We develop a new method for estimating the total OCL masses based on the cluster core mass, the cluster and cluster core radii, and radial distribution of stars. This method yields estimates of dynamical masses of Pleiades, Praesepe, and M 67, which agree well with the estimates of the total masses of the corresponding clusters based on proper motions and spectroscopic data for cluster stars. We construct the spectra and dispersion curves of the oscillations of the field of azimuthal velocities v_φ in OCL models. Weak, low-amplitude unstable oscillations of v_φ develop in cluster models near the cluster core boundary, and weak damped oscillations of v_φ often develop at frequencies close to the frequencies of more powerful oscillations, which may reduce the non-stationarity degree in OCL models. We determine the number and parameters of such oscillations near the cores boundaries of cluster models. Such oscillations points to the possible role that gradient instability near the core of cluster models plays in the decrease of the mass of the oscillation generation regions and production of entropy in the cores of OCL models with massive extended cores.

Keywords: *stars: kinematics and dynamics—open clusters and associations*