

ОБ ОЦЕНКЕ МАСС СКОПЛЕНИЙ ЗВЕЗД, ПОГРУЖЕННЫХ В ОБЛАКА МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА И ПЫЛИ

© 2024 В. М. Данилов^{1*}

¹Коуровская астрономическая обсерватория им. К. А. Бархатовой Уральского федерального университета им. первого Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, 620000 Россия

Поступила в редакцию 11 июля 2023 года; после доработки 12 сентября 2023 года; принята к публикации 2 ноября 2023 года

В статье разработан метод оценки динамических масс звездной и газовой составляющих систем «скопление — облако» в условиях неизоллированности и значительной нестационарности подсистем звезд и газа в регулярном поле. Выполнен ряд оценок динамических масс звездной и газовой составляющих системы без использования теоремы вириала при нулевых и положительных значениях полных энергий E системы в целом и E_2 ее газовой подсистемы. Уточнены известные оценки времени свободного падения фрагментов τ_{ff} в силовом поле однородного и неоднородного по плотности шаров, имитирующих систему из газа и звезд. Оценки величин τ_{ff} дополнены оценками радиальных скоростей v_r движения фрагментов в таких системах. Получен ряд соотношений между параметрами подсистем звезд и газа в рассмотренных моделях погруженных скоплений. Показано, что вместо одного вириального коэффициента для описания системы необходимо использовать три коэффициента, формулы для которых приведены. Соотношения позволяют проводить оценки динамических масс неизоллированных и нестационарных подсистем по данным о структурно-динамических характеристиках погруженного скопления. Показано, что отношение $\bar{v}_{c,1}^2/\sigma_{1,v}^2 > 4$, где $\sigma_{1,v}^2$ — средний квадрат скоростей подсистемы звезд в случае ее вириального равновесия, а $\bar{v}_{c,1}^2$ — средний квадрат критических скоростей звезд этой подсистемы. Показано, что погруженные скопления с параметрами $x = R_1/R_2$ и $\mu = M_1/M_2$ имеют максимальные значения $\bar{v}_{c,1}^2/\sigma_{1,v}^2$ вдоль некоторой кривой в пространстве (x, μ) (M_i и R_i соответственно масса и радиус i -й подсистемы). Погруженные скопления с параметрами (x, μ) , близкими к этой кривой, наименее подвержены разрушению под действием релаксационных процессов. Показано, что в зависимости от начальных энергий E и E_2 массы подсистемы звезд погруженного скопления могут быть значительно меньше вириальных масс этой подсистемы. Этот результат представляет определенный интерес и для оценок динамических масс скоплений галактик. Отмечено, что увеличение степени нестационарности рассмотренных моделей погруженных скоплений приводит к уменьшению периодов колебаний подсистемы звезд.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Данные наблюдений

Изучение механизмов образования звезд в облаках межзвездного газа и пыли, выполненное во многих работах (см., например, Goodwin and Bastian, 2006; Baumgardt and Kroupa, 2007; Bate, 2009; Farias et al. 2017, 2019; Shukirgaliyev et al. 2017, 2018; Wang et al. 2019, Dobbs et al. 2022; Cournoyer-Cloutier et al. 2023; Farias and Tan 2023; Silich et al. 2023 и др.), тесно связано с оценками масс, вириальных параметров и эффективностей формирования звезд, выполненными в работах Lada and Lada (2003), Parmentier and Pfalzner (2013), Kauffmann et al. (2013) и

Kuhn et al. (2014) по данным наблюдений областей звездообразования для ряда погруженных в облака звездных скоплений. В работе Lada and Lada (2003) приведены данные о 76 скоплениях, погруженных в молекулярные облака, а для семи наиболее близких к Солнцу скоплений приведены эффективности формирования звезд ϵ в этих скоплениях. Для отбора скоплений и оценок масс газа M_{gas} и звезд (или протозвезд) M_s , а также величин $\epsilon = M_s/(M_s + M_{\text{gas}})$ Lada and Lada (2003) использовали несколько критериев погруженного скопления (см. раздел 2.1 в цитируемой работе), начальную функцию масс звезд скопления Трапеция в Орионе (Muench et al., 2002) и IC 348, а также данные радио- и инфракрасных (ИК) наблюдений погруженных скоплений. Согласно Lada and Lada (2003, таблица 2), величины $\epsilon \in [0.08; 0.33]$,

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

средняя масса погруженных скоплений с расстояниями $D_{\odot} \leq 2$ кпк от Солнца $M_s \simeq 500 M_{\odot}$, 7% таких скоплений имеют массу $M_s > 500 M_{\odot}$, «погруженная» стадия в эволюции скопления длится от 2 до 3 млн лет, плотный газ распределен в составе исходного гигантского молекулярного облака в образующих звездное скопление ядрах с радиусами от 0.1 до 2 пк. Массы M_{gas} в Lada and Lada (2003) и в некоторых цитируемых в этой статье работах определяются по данным о плотности столбца окиси углерода CO и молекулярного водорода H_2 и площади газового облака в проекции на небесную сферу. Соответствующие плотности столбца CO часто определяются из радионаблюдений переходов $J = 1 \rightarrow 0$ изотопных разновидностей молекулы $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ и $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ (Dickman, 1978), $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$ (Wilking and Lada, 1983), а плотности столбца H_2 определяются с использованием визуального поглощения A_V , полученного из подсчетов звезд. В работе Lada et al. (1991) массы M_{gas} в образующих звезды плотных ядрах молекулярного облака L 1360 (Orion B) определяются по полуширине эмиссионной спектральной радиолнии молекулы CS, наблюдаемой в переходе $J = 2 \rightarrow 1$, и по соответствующей дисперсии скоростей с использованием теоремы о вириале для ядра облака. Согласно Lada et al. (1991), вириальные массы исследованных 42 плотных молекулярных ядер в облаке L 1360 заключены в интервале от 8 до $456 M_{\odot}$. Для оценки численности молодых звездных объектов в этой области звездообразования, а также для оценки величин M_s и ϵ скоплений NGC 2071, NGC 2068, NGC 2024 ($\epsilon = 0.12, 0.30, 0.33$ соответственно), в работе Lada and Lada (2003) использовались ИК-обзоры 2.2 мкм и IRAS. В работе Koenig et al. (2008) исследовалось формирование звезд в скоплениях и инициированное (триггерное) по данным наблюдений области W5 Н II с использованием ИК-камеры IRAC и многодиапазонным фотометром MIPS, установленными на космическом телескопе Spitzer. Обнаружены 2064 точечных ИК-источника излучения. Из них от 40 до 70% источников с избыточным ИК-излучением, «превышающим излучение от звездных фотосфер» (Koenig et al., 2008), относится к скоплениям с числом членов более или равным 10 (методика оценки параметров избыточного ИК-излучения описана в работах Gutermuth et al. (2008) и Lada et al. (2006)). Согласно Koenig et al. (2008), внутри полости Н II в W5, где молекулярный газ разрушен, величина $\epsilon \simeq (26-39)\%$, а на краю области Н II, где остается молекулярный газ и обнаруживаются погруженные скопления, величина $\epsilon \simeq (10-17)\%$ (для оценок масс газа и величин ϵ Koenig et al. (2008) использовали карту поглощений, построенную по данным фотометрии 2MASS в ближнем

ИК-диапазоне (Skrutskie et al., 2006)). Chavarría et al. (2008) при изучении звездообразующего массивного комплекса S 254-S258 по данным Spitzer IRAC, NOAO (Национальная оптическая астрономическая обсерватория) FLAMINGOS (спектрометр, установленный на 2.1-м телескопе Национальной обсерватории Kitt Peak), Keck NIRC (телескоп Keck, камера ближнего ИК) и данным наблюдений на 14-м телескопе FCRAO (Five College Radio Astronomy Observatory) с матрицей SEQUOIA в фокальной плоскости радиотелескопа обнаружили 510 источников с избытком излучения в ближнем и среднем ИК-диапазонах. Согласно Chavarría et al. (2008, см. таблицу 4), величина ϵ для десяти погруженных скоплений в этой области заключена в интервале 0.04–0.54, а массы газа M_{gas} для этих объектов заключены в интервале 20–2005 M_{\odot} . В работе Ladeyschikov et al. (2021, см. таблицу 4) для семи скоплений из этой области звездообразования приведены оценки величин M_{gas} , в основном согласующиеся с указанными для этих скоплений Chavarría et al. (2008, см. таблицу 4) значениями при использовании карт газовых трассеров: поглощений A_J в полосе J и $^{12}\text{CO} (1 \rightarrow 0)$, $^{13}\text{CO} (1 \rightarrow 0)$. В работе Ladeyschikov et al. (2021) использовались данные наблюдений эмиссии молекулярных линий HCO^+ , CS, C^{18}O , полученные на 20-м радиотелескопе космической обсерватории Onsala.

По данным проекта c2d Spitzer Legacy Evans et al. (2009) с использованием инструментов IRAC и MIPS исследовали пять крупных, близких к Солнцу ($D_{\odot} \lesssim 300$ пк) молекулярных облаков и 82 небольших плотных ядра, в которых выделили и классифицировали по избыткам ИК-излучения 1024 YSO (молодых звездных объекта). Согласно оценкам Evans et al. (2009), в рассмотренных облаках эффективности звездообразования за последние 2 млн лет составляют $\epsilon \simeq (3-6)\%$ и конечная величина $\epsilon \simeq (15-30)\%$ — после истощения текущего облачного материала с текущей скоростью, оценки которой также получены Evans et al. (2009). Оценки величин M_{gas} для рассмотренных в этой работе облаков заключены в интервале 426–4814 M_{\odot} (Evans et al., 2009, см. таблицу 1).

1.2. Обзор моделей

Parmentier and Pflanzner (2013) смоделировали формирование пространственных распределений звезд в молекулярных облаках в зависимости от начальной локальной плотности газа в облаке в предположении о постоянной эффективности звездообразования ϵ_{ff} за время свободного падения τ_{ff} . С использованием ряда предположений Parmentier and Pflanzner (2013) составили

уравнение (8) для аналитической аппроксимации плотности формирующейся звездной компоненты в облаке, а также уравнения (15) и (16) для численной оценки масс газа и звезд в зависимости от расстояния от центра облака для разных моментов времени. Для сферически-симметричного облака с массой $M = 10^4 M_\odot$, радиусом $R = 6$ пк и $\epsilon_{\text{ff}} = 0.1$ в работе Parmentier and Pfalzner (2013) выполнены вычисления радиальных распределений трех- и двухмерных локальных эффективностей звездообразования ($\epsilon_{3\text{D}} = \rho_*/(\rho_* + \rho_g)$ и $\epsilon_{2\text{D}} = \Sigma_*/(\Sigma_* + \Sigma_g)$) в облаке, согласно формулам (22) и (23) (Parmentier and Pfalzner, 2013), где ρ_* и ρ_g — локальные плотности звезд и газа в системе, а Σ_* и Σ_g — видимые (спроектированные на картинную плоскость) плотности звезд и газа соответственно. Зависимости от расстояний до центра облака величин $\epsilon_{3\text{D}}$ и $\epsilon_{2\text{D}}$, полученные согласно формулам (22) и (23), приведены на рис. 10 в работе Parmentier and Pfalzner (2013). Согласно рис. 10 из Parmentier and Pfalzner (2013), величины $\epsilon_{3\text{D}} \in [0.05, 0.9]$ и $\epsilon_{2\text{D}} \in [0.05, 0.75]$ для момента времени $t = 2$ млн лет. Согласно рис. 10 из Parmentier and Pfalzner (2013), величины $\epsilon_{3\text{D}} \in [0.05, 0.9]$ и $\epsilon_{2\text{D}} \in [0.05, 0.75]$ убывают с расстоянием от центра скопления. Отметим, что полученные Parmentier and Pfalzner (2013) результаты могут быть уточнены. Точная оценка величины τ_{ff} для однородного гравитирующего шара с плотностью ρ_0 , имитирующего систему из газа и звезд, имеет вид:

$$\tau_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{16G\rho_0}}, \quad (1)$$

где G — гравитационная постоянная, $\rho_0 = \rho_* + \rho_g$. В неоднородном гравитирующем шаре величина τ_{ff} сложнее зависит от параметров системы (см. ниже), а не только от плотности, как указано в формуле (2) из работы Parmentier and Pfalzner (2013). Кроме того, в формуле (2) из Parmentier and Pfalzner (2013) должна быть указана плотность $\rho_0(t, r)$, а не $\rho_g(t, r)$, так как движение протозвездных фрагментов в системе происходит в суммарном поле сил притяжения звезд и газа (лишь для момента $t = 0$ в формуле (2) из работы Parmentier and Pfalzner (2013) величина $\rho_0 = \rho_g$). Уравнение радиального движения фрагмента в системе с распределением плотности (1) из работы Parmentier and Pfalzner (2013) имеет вид:

$$\frac{dv_r}{dt} = -\frac{GM(r)}{r^2} = \frac{1}{2} \frac{dv_r^2}{dr}, \quad (2)$$

где v_r — скорость движения фрагмента по радиусу r в системе, распределение плотности $\rho_0(r) = k/r^p$, $k = \frac{3-p}{4\pi} \frac{M_0}{R_0^{3-p}}$, $p = \text{const}$, пусть

$p \in [1.5, 2.0]$ (в работе Parmentier and Pfalzner (2013) величина p обозначена как p_0 при $p_0 \in [1.5, 2.0]$), $M(r)$ — масса системы в пределах

расстояния r от ее центра, $M(r) = M_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{3-p}$

(см. также (21) из Parmentier and Pfalzner (2013)), M_0 и R_0 — полная масса и радиус системы.

Интегрируя по $r \in [r_1, R_0]$ (при $r_1 \in [r, R_0]$, $v_r^2 \in [v_r^2(r_1), 0]$) уравнение (2), записанное в форме, соответствующей в (2) второму знаку равенства, после несложных преобразований находим:

$$v_r(r_1) = k_1 \sqrt{1 - (r_1/R_0)^{2-p}}, \quad \text{где } k_1 = \sqrt{\frac{2GM_0}{(2-p)R_0}}.$$

Отметим, что левая часть уравнения (2) может быть записана в виде $\frac{dv_r}{dt} = \frac{dv_r}{dr} \frac{dr}{dt}$. Переобозначим r_1 в r в полученной формуле для v_r , подставим $\frac{dv_r}{dr}$ в преобразованное уравнение (2), разделяя переменные t и r и интегрируя, получим оценку величины τ_{ff} на периферии системы для момента t :

$$\begin{aligned} \tau_{\text{ff}}(R_0) &= - \int_0^{R_0} \frac{dv_r(r)}{dr} \frac{r^2}{GM(r)} dr \\ &= \frac{(2-p)k_1 R_0}{2GM_0} \int_0^{R_0} \frac{dr}{\sqrt{1 - (r/R_0)^{2-p}}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Аналогичные вычисления в случае однородной плотности системы приводят к формуле (1). К этой же формуле приводят и вычисления τ_{ff} по формуле $\tau_{\text{ff}} = P_{x_3}/4$, полученной из интеграла энергии движения центра масс двойной звезды (ДЗ) в силовом поле однородного шара-скопления и соответствующего периода P_{x_3} движения центра масс скопления относительно общего центра масс системы ДЗ и скопления (Danilov, 2021, с. 272)).

Для вычисления величины $\tau_{\text{ff}}(r)$, соответствующей движению фрагмента по r от $0 < r < R_0$ до $r = 0$, необходимо выполнить интегрирование по $r \in [r_1, r]$ (при $0 < r_1 < r$, $v_r^2 \in [v_r^2(r_1), 0]$) уравнения (2) в форме, которая соответствует второму знаку равенства. Вычисления, аналогичные указанным выше при выводе $\tau_{\text{ff}}(R_0)$, приводят к следующему выражению для $\tau_{\text{ff}}(r)$:

$$\tau_{\text{ff}}(r) = \frac{(2-p)k_2 R_0^{3-p}}{2GM_0 r^{2-p}} \int_0^r \frac{dr_1}{\sqrt{1 - (r_1/r)^{2-p}}}, \quad (4)$$

где $k_2 = \sqrt{\frac{2GM_0 r^{2-p}}{(2-p)R_0^{3-p}}}$, $v_r(r_1) = k_2 \sqrt{1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^{2-p}}$.

Согласно (3) и (4), при $p = 1.75$, $M_0 = 10^4 M_\odot$, $R_0 = 6.0$ пк и $r = 0.6, 1.0, 3.0, 6.0$ пк, величины

$\tau_{\text{ff}} = 0.37630, 0.58837, 1.53863, 2.82156$ млн лет соответственно. На интервале $r \in [0.6, 6.0]$ пк величина τ_{ff} почти линейно возрастает с увеличением r ($\tau_{\text{ff}} \simeq a + br$, $a = 0.13480 \pm 0.03470$ млн лет, $b = 0.45148 \pm 0.01019$ млн лет пк⁻¹). Формулы (3) и (4) могут быть использованы в соотношениях (4)–(6) и в уравнениях (15)–(16) из работы Parmentier and Pfalzner (2013). Кроме оценок величин $\tau_{\text{ff}}(r)$ в рамках рассмотренной Parmentier and Pfalzner (2013) модели распределения $\rho_0(r)$ может быть получена и информация о скоростях радиального движения фрагментов (см. выше).

В работе Kauffmann et al. (2013) для исследования молекулярных облаков и фрагментов облаков, формирующих звездные скопления, по данным ряда наблюдательных работ был составлен каталог из 1325 оценок вириальных параметров $\alpha = M_{\text{vir}}/M$ таких облаков (в обозначениях Kauffmann et al. (2013) $M_{\text{vir}} = 5\sigma_v^2 R/G$ и M — вириальная и «наблюдаемая» масса облака, σ_v — дисперсия нетепловых скоростей движения молекул газа Kauffmann et al. (2013, см. раздел 3.1), R — радиус облака). Согласно рис. 1 в работе Kauffmann et al. (2013), малые значения $\alpha < 2$ и $\alpha \ll 2$ доминируют в областях формирования массивных звезд. В качестве одного из возможных следствий этого в работе Kauffmann et al. (2013) отмечены быстрое последующее сжатие и фрагментация облака.

1.3. Звездообразование и функция масс звезд в погруженных скоплениях

В работах Elmegreen (2000), Hartmann et al. (2001) и Olmi and Testi (2002) также было отмечено, что звездообразование в молекулярных облаках происходит быстро (за время 1–2 пересечений ядра облака). Согласно Elmegreen (2000), на это указывают данные наблюдений и оценки возрастов погруженных скоплений в сравнении с динамическими временами облаков и их ядер, а также измерение разности возрастов скоплений в Большом Магеллановом Облаке и проектируемых расстояний (на картинную плоскость) между этими скоплениями с последующим сравнением зависимости между этими данными на рис. 1 в работе Elmegreen (2000) с зависимостью времени пересечения молекулярного облака от его размера в интервале размеров 1–1000 пк. К числу указаний на быстрое звездообразование отнесены иерархическая (древовидная) структура пространственного расположения погруженных звездных групп и высокая доля плотных облаков, в которых наблюдается звездообразование (Elmegreen, 2000). Наличие субскоплений в погруженных ИК-скоплениях, согласно Elmegreen (2000), также указывает на быстрое звездообразование за время, меньшее времени пересечения

скопления субскоплением, так как в противном случае субскопление было бы сильно искажено и разрушено, не сохранив иерархическую структуру облаков в выборке молодых звезд. Согласно Elmegreen (2000), время диссипации турбулентного движения в газе короткое и все облака переходят к звездообразованию во время диссипации турбулентности (см. также ссылки в работе Elmegreen (2000, раздел 4)). Для обсуждения процессов быстрого формирования молекулярного облака турбулентным потоком нейтрального водорода H I в межзвездной среде (МЗС) (за время $\Delta t \lesssim 3$ млн лет) в работе Ballesteros-Paredes et al. (1999) было выполнено двухмерное магнитогидродинамическое (МГД) численное моделирование. На основании результатов этого моделирования Hartmann et al. (2001) показали, что большая часть накопления и рассеивания облаков МЗС в окрестностях Солнца в Галактике может проходить в атомарной фазе. При этом лишь часть времени эволюции облака с наиболее высокой плотностью проходит в молекулярной фазе. При достижении достаточно высокой плотности для образования молекул H₂ и CO гравитационные силы становятся больше, чем силы давления в МЗС. Поэтому процесс звездообразования может быстро следовать за формированием молекулярного газа и приводить к последующему рассеиванию облака в ограниченных областях каждого облачного комплекса (Hartmann et al., 2001). Согласно Hartmann et al. (2001), типичные магнитные поля недостаточно сильны, чтобы предотвратить быстрое формирование облаков и их последующую фрагментацию; «звездообразование является высокодинамичным, а не квазистатичным процессом». К выводам о быстрой и эффективной фазе звездообразования в локализованных областях облака с высокой плотностью приходят и Olmi and Testi (2002) по результатам исследования крупномасштабной структуры ядра облака Змеи (Serpens) с использованием наблюдений на длине волны 3 мм с 16-элементной решеткой в фокальной плоскости радиотелескопа в линиях переходов ¹³CO (1→0), CS (2→1) и C¹⁸O (1→0), C³⁴S (2→1), N₂H⁺ (1→0) на Радиоастрономической обсерватории FCRAO.

В работе Kuhn et al. (2014) в рамках проекта MYStIX (Massive Young Star-Forming Complex Study in Infrared and X-ray) исследования областей образования массивных звезд в ИК- и рентгеновском диапазонах рассмотрены 17 таких областей, расположенных на расстояниях от Солнца $D_{\odot} < 3.6$ кпк, содержащих по крайней мере одну звезду O-типа. Kuhn et al. (2014) по данным о 31 754 молодых звездах — членах этих областей — выделили 142 субскопления, по 1–20 субскоплений на область. Согласно Kuhn et al. (2014), максимум распределения субскоплений по радиусам

r_c ядер достигается на $r_c \simeq 0.17$ пк, 68% радиусов r_c расположены между 0.06 и 0.45 пк. Пусть a и b — большая и малая полуоси эллипсоида с постоянной поверхностной плотностью числа звезд, моделирующего субскопление, а $N_{4,obs}$ — число звезд субскопления, полученное суммированием его звезд до расстояний $4r_c$ от его центра. Согласно Kuhn et al. (2014, таблица 2), средние значения величин $a = 3.48 \pm 2.27$ пк, $b = 1.14 \pm 0.49$ пк, $N_{4,obs} = 585.0 \pm 121.7$ по четырем субскоплениям, наиболее населенным звездами.

Wells et al. (2022) исследовали эффективность звездообразования в окрестностях примерно 1000 погруженных в газо-пылевые облака областей Н II в Галактике по данным обзора ATLASGAL (Schuller et al., 2009), составленного при использовании результатов наблюдений на длине волны 870 мкм с угловым разрешением $19''2$ на телескопе APEX (Atacama Pathfinder Experiment) с большой болометрической камерой LABOCA, использующей матрицу из 295 болометров. Wells et al. (2022) отметили зависимость болометрической светимости L от массы M облака, содержащего сверхкомпактную область Н II (см. рис. 2 в указанной работе). Используя эту зависимость, начальную функцию масс звезд скоплений (Кгоура, 2001), моделирование скоплений звезд методом Монте-Карло, а также ограничения на отношение светимости L к массе M , Wells et al. (2022) показали, что эффективность звездообразования снижается с увеличением массы облака от $\epsilon = 0.2$ при $M \sim 10^2 M_\odot$ до $\epsilon = 0.08$ при $M \sim 10^3 M_\odot$ (см. рис. 5 в работе Wells et al. (2022)).

В работах Piskunov et al. (2008) и Just et al. (2023) при построении начальной функции масс рассеянных звездных скоплений (РЗС) и обсуждении эффективностей звездообразования в таких скоплениях использовались приливные массы, соответствующие гравитационной связанности скоплений в силовом поле Галактики. Для проведения оценок параметров РЗС Piskunov et al. (2008) и Just et al. (2023) использовали данные о скоплениях, приведенные в каталогах COCD (Catalogue of Open Cluster Data) (Kharchenko et al., 2005) и MWSC (Milky Way Star Clusters) (Kharchenko et al., 2012; 2013). Согласно оценкам Piskunov et al. (2008), средняя масса рассеянного скопления при рождении составляет $4.5 \times 10^3 M_\odot$, а средняя наблюдаемая масса — около $700 M_\odot$, что указывает на быструю потерю массы во время погруженной фазы эволюции скоплений. Согласно Just et al. (2023, таблица 2, рис. 8), РЗС самой молодой группы (I — группа скоплений) с возрастами $2.5 < t < 20$ млн лет почти равномерно распределены в интервале приливных масс $10.0 < m_t < 501.2 M_\odot$. Согласно оценкам Just

et al. (2023), эффективность звездообразования при формировании РЗС составляет приблизительно 16% и 90% звезд теряются из скопления в стадии бурной релаксации после выброса газа.

1.4. Постановка задачи и цель работы

Отметим, что вычисление вириальных коэффициентов α для погруженных в газо-пылевые облака скоплений должно проводиться с учетом влияния на величину α силовых полей двух подсистем: звездной и газо-пылевой составляющих. Точность оценок величин α обеспечивает точность последующих оценок масс подсистем и прогнозов динамической эволюции системы, состоящей из двух таких подсистем. Судя по результатам многих перечисленных выше работ, формирование РЗС проходит в условиях значительной нестационарности системы в регулярном поле. Поэтому представляет интерес разработка методов оценки динамических масс звездной и газовой подсистем в таких системах. Также представляет интерес получение аналитических оценок динамических параметров подсистем на момент времени $t = 0$ начала потери газа из системы и в моменты $t > 0$, близкие к $t = 0$, так как погруженные скопления часто наблюдаются и являются объектами многих исследований (см. выше). Полученные оценки и решения могут быть полезны и при обсуждении масс скоплений галактик (см. ниже), для которых часто используются вириальные оценки масс.

Целью данной работы является разработка методов оценки динамических масс звездной и газовой составляющих систем «скопление — облако» в условиях неизоллированности и значительной нестационарности подсистем газа и звезд в общем регулярном поле.

2. СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ ПОДСИСТЕМ ЗВЕЗД И ГАЗА В ПОГРУЖЕННЫХ СКОПЛЕНИЯХ

В работе Danilov (1984) для описания динамики нестационарных в регулярном поле скоплений звезд был разработан метод динамически обособленных групп (субскоплений) звезд. В таких системах изменения полных энергий групп звезд обусловлены взаимодействиями этих групп между собой и их взаимодействиями с переменным силовым полем системы. Для скоплений, состоящих из k -групп, в работе Danilov (1984) получены выражения для потенциальных энергий Ω_i групп, а также для производных по времени t от полных энергий E_i групп (где $i = 1, \dots, k$), получен интеграл энергии E движения k групп звезд в нестационарном скоплении:

$$E = \sum_{i=1}^k E_i - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^k \Omega_{i,c} = \text{const}, \quad (5)$$

где $E_i = T_i + \Omega_i$, T_i — кинетическая энергия звезд i -й группы, $\Omega_{i,c}$ — энергия взаимодействия звезд i -й группы со звездами остальных групп скопления. В этом случае $\Omega_i = \Omega_{i,i} + \Omega_{i,c}$, где $\Omega_{i,i}$ — энергия взаимодействия звезд i -й группы между собой, а потенциальная энергия Ω системы k групп равна:

$$\Omega = \sum_{i=1}^k \Omega_i - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^k \Omega_{i,c}. \quad (6)$$

В работе Danilov (1984) также записаны k -уравнений для моментов инерции I_i групп звезд в системе координат, связанной с центром масс системы k групп звезд. Пусть r — расстояние от центра масс системы. В случае сферически-симметричных групп звезд с плотностью массы $\rho_i(r, t)$ полученные Danilov (1984) уравнения и соотношения упрощаются, а при $\rho_i(r, t) = \rho_i(t)$ ($i = 1, \dots, k$) (для групп звезд в виде однородных шаров с совпадающими центрами масс) могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{cases} \frac{1}{2} \ddot{I}_i = 2T_i + \Omega_i + \Theta_i, \quad \dot{I}_i = \frac{d^2 I_i}{dt^2}, \\ I_i = \frac{3}{5} M_i R_i^2, \quad \Omega_i = -\frac{3}{5} \frac{GM_i^2}{R_i} + \Omega_{i,c}, \\ \Omega_{i,c} = -\frac{3}{2} GM_i (U_{1,i} + U_{2,i}), \quad \Theta_i = V_{1,i} + V_{2,i}, \\ \dot{E}_i = W_{1,i} + W_{2,i}, \quad \dot{E}_i = \frac{dE_i}{dt}, \quad i = (1, \dots, k), \end{cases} \quad (7)$$

где G — гравитационная постоянная, M_i и R_i — масса и радиус шара, моделирующего i -ю группу звезд системы, а остальные, входящие в (7) величины, определяются следующими группами соотношений:

$$\begin{cases} U_{1,i} = \sum_{l=1}^k \frac{M_l}{R_i} \left(1 - \frac{R_l^2}{5R_i^2} \right) \text{ при } R_l < R_i, \\ U_{1,i} = 0 \text{ при } R_l > R_i, \\ U_{2,i} = \sum_{l=1}^k \frac{M_l}{R_l} \left(1 - \frac{R_i^2}{5R_l^2} \right) \text{ при } R_l > R_i, \\ U_{2,i} = 0 \text{ при } R_l < R_i. \end{cases}$$

$$\begin{cases} V_{1,i} = \frac{3GM_i}{5R_i^3} \sum_{l=1}^k M_l R_l^2 \text{ при } R_l < R_i, \\ V_{1,i} = 0 \text{ при } R_l > R_i, \\ V_{2,i} = \frac{3GM_i}{2} \sum_{l=1}^k \frac{M_l}{R_l} \left(1 - \frac{3R_i^2}{5R_l^2} \right) \text{ при } R_l > R_i, \\ V_{2,i} = 0 \text{ при } R_l < R_i. \end{cases}$$

$$\begin{cases} W_{1,i} = \frac{3GM_i}{5R_i^3} \sum_{l=1}^k M_l R_l \dot{R}_l \text{ при } R_l < R_i, \\ W_{1,i} = 0 \text{ при } R_l > R_i, \\ W_{2,i} = \frac{3GM_i}{2} \sum_{l=1}^k \frac{M_l}{R_l^2} \left(1 - \frac{3R_i^2}{5R_l^2} \right) \dot{R}_l, \text{ при } R_l > R_i, \\ W_{2,i} = 0 \text{ при } R_l < R_i. \end{cases}$$

В работе Danilov (1984) используется вириальный коэффициент такой системы в виде $\alpha(t) = 2E/\Omega$. При вириальном равновесии системы $\alpha = 1$. В работе Danilov (1984) при $\alpha(0) = 1.5$ при $k = 25$ уравнения (7) были численно проинтегрированы методом Рунге—Кутты четвертого порядка при общей массе системы $M = \sum_{i=1}^k M_i = 500 M_\odot$ с начальным распределением по радиусу r плотности

$$\rho(r, 0) \simeq L \left[1 - \left(\frac{r}{R(0)} \right)^n \right],$$

$L = \text{const}$, $n = \text{const}$ при $R(0) = 10.067$ пк на промежутке времени $t \sim (3-4)\tau_{v.r.}$, $\tau_{v.r.} \simeq 2.6 \bar{t}_{cr}$ время бурной релаксации (Aarseth, 1974), \bar{t}_{cr} — среднее время пересечения звездой системы. Контролем точности интегрирования системы (7) в работе Danilov (1984) служило постоянство интеграла E . При $n = 2, 0.5, 0.1$ относительная погрешность $\Delta E/E(0)$ в конце интервала интегрирования по t достигала значений 0.001–0.005 (здесь $E(0)$ — начальное значение энергии E системы). За это время при $n = 0.5, 0.1$ амплитуда $\delta\alpha$ колебаний величины α убывала в 2–2.5 раза (по сравнению с $\delta\alpha$ во время первого периода колебаний регулярного поля скопления) и в системе формировалось распределение плотности с высоким пиком плотности в центре скопления (согласно рис. 3 и 5 из работы Danilov (1984)).

Согласно Danilov (1988), среднее по объему i -й группы значение потенциала рассматриваемой

системы:

$$\begin{cases} \bar{\Phi}_i = \frac{3}{2}G(X_{1,i} + X_{2,i}), \\ X_{1,i} = \sum_{l=1}^k \frac{M_l}{R_i} \left(1 - \frac{R_l^2}{5R_i^2}\right) \text{ при } R_l < R_i, \\ X_{1,i} = 0 \text{ при } R_l > R_i, \\ X_{2,i} = \sum_{l=1}^k \frac{M_l}{R_l} \left(1 - \frac{R_l^2}{5R_l^2}\right) \text{ при } R_l \geq R_i, \\ X_{2,i} = 0 \text{ при } R_l < R_i; \quad i = (1, \dots, k). \end{cases} \quad (8)$$

При $k = 2$ система уравнений (7) использовалась при обсуждении динамики «гало-ядро» структуры в сферических звездных скоплениях (Danilov, 1988) и для анализа параметров формирующихся гравитационно-связанных РЗС после «импульсивной» потери газа (Danilov, 1987).

Пусть индекс $i = 1$ соответствует подсистеме звезд в системе «скопление-облако», а индекс $i = 2$ — подсистеме газа. При $k = 2$ в описании системы кроме $\alpha = 2E/\Omega$ участвуют еще два вириальных коэффициента $\alpha_i = 2E_i/\Omega_i$, $i = 1, 2$. Пусть $R_1 < R_2$. Согласно (7), в этом случае находим:

$$\Omega_{i,c} = \Omega_{1,2} = \Omega_{2,1} = -\frac{3GM_1M_2}{2R_2} \left(1 - \frac{R_1^2}{5R_2^2}\right),$$

$$\Omega_1 = -\frac{3GM_1^2}{5R_1} + \Omega_{1,2}, \quad \Omega_2 = -\frac{3GM_2^2}{5R_2} + \Omega_{1,2},$$

$$\Theta_1 = \frac{3GM_1M_2}{2R_2} \left(1 - \frac{3R_1^2}{5R_2^2}\right), \quad \Theta_2 = \frac{3GM_1M_2R_1^2}{5R_2^3}.$$

При $\ddot{I}_i = 0$ получим вириальные значения $E_i = E_{i,v} = \frac{\Omega_i - \Theta_i}{2}$ (см. также работу Danilov, 1988):

$$\begin{cases} E_{1,v} = -\frac{3GM_1^2}{10R_1} \left[1 + \frac{5M_2R_1}{M_1R_2} \left(1 - \frac{2R_1^2}{5R_2^2}\right)\right], \\ E_{2,v} = -\frac{3GM_2^2}{10R_2} \left[1 + \frac{5M_1}{2M_2} \left(1 + \frac{R_1^2}{5R_2^2}\right)\right]. \end{cases} \quad (9)$$

Энергию E_2 при обсуждении оценок степени нестационарности системы и ее подсистем мы будем считать равной нулю или положительной. В состав подсистемы $i = 2$ могут входить и звезды с энергиями, бóльшими критической, сформированные к моменту $t = 0$. Конечно, для этих звезд может быть введена дополнительная подсистема в уравнениях (7), но увеличение числа подсистем потребует от наблюдений определения большего числа параметров, погрешности которых повлияют на погрешности вириальных коэффициентов, влияющих на

оценки масс подсистем и на прогнозы последующей динамики системы.

Пусть $E_1 = qE_{1,v}$, $E_2 = 0$, тогда $E = E_1 - \Omega_{1,2}$, см. (5). Полагая $E = 0$ для системы, в целом гравитационно не связанной, находим:

$$q = \frac{5R_1M_2}{R_2M_1} \frac{\left(1 - \frac{R_1^2}{5R_2^2}\right)}{\left[1 + \frac{5M_2R_1}{M_1R_2} \left(1 - \frac{2R_1^2}{5R_2^2}\right)\right]}. \quad (10)$$

В этом случае $\alpha = 0$, $\alpha_2 = 0$, $\alpha_1 = 2qE_{1,v}/\Omega_1$, $T_1 = qE_{1,v} - \Omega_1$ (см. выше). При $T_1 = 0$ (условие «холодного» коллапса подсистемы 1) находим: $q = \Omega_1/E_{1,v}$ и $\alpha_1 = 2$. Подставляя выражения для q , $E_{1,v}$ и Ω_1 в формулу для α_1 , находим:

$$\alpha_1 = \frac{5R_1M_2}{R_2M_1} \frac{\left(1 - \frac{R_1^2}{5R_2^2}\right)}{\left[1 + \frac{5M_2R_1}{2M_1R_2} \left(1 - \frac{R_1^2}{5R_2^2}\right)\right]} < 2. \quad (11)$$

В этом случае $T_1 > 0$ (условие «теплого» коллапса подсистемы 1), а $\alpha_1 = 2 + \frac{2T_1}{\Omega_1}$. Величины

q и α_1 зависят от отношения плотностей подсистем ρ_2/ρ_1 ; при $\rho_2/\rho_1 = \frac{M_2R_1^3}{M_1R_2^3} \leq 1$ величина $q \leq 1$.

Отметим, что в (11) не входит в явном виде T_1 , что обеспечивается интегралом (5) и условиями $E = E_2 = 0$ для системы, в целом гравитационно не связанной. Эти условия вполне могут быть усилены и заменены на $E > 0$, $E_2 > 0$.

В общем случае величины E_i и $\alpha_i = 2 + 2T_i/\Omega_i$ линейно зависят от T_i . Поставляя в α_i величины $T_i = \frac{M_i\sigma_{i,v}^2}{2}$, где $\sigma_{i,v}$ — среднеквадратическая скорость движения звезд или молекул (атомов) газа в подсистемах, учитывая выражения для Ω_i , находим:

$$\begin{cases} M_1 = \frac{5R_1\sigma_{1,v}^2}{3G(2 - \alpha_1)} - \frac{5M_2R_1 \left(1 - \frac{R_1^2}{5R_2^2}\right)}{2R_2}, \\ M_2 = \frac{5R_2\sigma_{2,v}^2}{3G(2 - \alpha_2)} - \frac{5M_1 \left(1 - \frac{R_1^2}{5R_2^2}\right)}{2}. \end{cases} \quad (12)$$

Таким образом, массы подсистем связаны между собой. Уравнения (12) — линейные неоднородные относительно величин M_i . Введем обозначения: $A_1 = \frac{5R_1\sigma_{1,v}^2}{3G(2 - \alpha_1)}$, $B_1 = \frac{5R_1}{2R_2} \left(1 - \frac{R_1^2}{5R_2^2}\right)$,

$A_2 = \frac{5R_2\sigma_{2,v}^2}{3G(2-\alpha_2)}$, $B_2 = \frac{5}{2}\left(1 - \frac{R_1^2}{5R_2^2}\right)$. С учетом этого решение системы (12) можно записать в виде:

$$M_1 = \frac{A_1 - B_1 A_2}{1 - B_1 B_2}, \quad M_2 = \frac{A_2 - A_1 B_2}{1 - B_1 B_2}, \quad (13)$$

где каждая из масс зависит от всех шести величин $\sigma_{j,v}$, α_j , R_j , участвующих в рассмотрении; здесь $j = 1, 2$. Отметим, что при $\alpha_i = 1$ вириальные массы M_i подсистем совпадают с первыми слагаемыми в правых частях уравнений (12). Поэтому учет взаимного притяжения подсистем приводит к уменьшению их масс по сравнению с оценками масс изолированных подсистем в вириальном равновесии.

Пусть M_1^{is} — масса изолированной вириализованной подсистемы 1, рассматриваемой без учета влияния на нее подсистемы 2. В этом случае $\alpha_1 = \alpha_1^{\text{is}} = 1$ и масса $M_1^{\text{is}} = \frac{5R_1\sigma_{1,v}^2}{3G(2-\alpha_1^{\text{is}})}$ (см. M_1 в (12)).

Для сравнения между собой массы M_1^{is} и массы M_1 из (12), учитывающей влияние M_2 на M_1 и нестационарность подсистемы 1, рассмотрим величину $Q = \frac{M_1}{M_1^{\text{is}}}$:

$$Q = \frac{1}{2-\alpha_1} \left[1 - \frac{3GM_2}{2R_2\sigma_{1,v}^2} \left(1 - \frac{R_1^2}{5R_2^2} \right) (2-\alpha_1) \right]. \quad (14)$$

Здесь для величины Q приняты $\alpha_1^{\text{is}} = 1$ и величина α_1 из (11). Полагая

$$\sigma_{1,v}^2 = 2(qE_{1,v} - \Omega_1)/M_1$$

(см. выше), согласно формулам (9), (10) для величин $E_{1,v}$ и q , находим $Q = 1/2$.

Таким образом, применение теоремы вириала для изолированной системы звезд (протозвезд) в погруженных скоплениях приводит к завышению массы M_1 такого скопления в два раза.

Отметим, что взаимное притяжение подсистем влияет и на соотношение между средними критическими и среднеквадратическими скоростями звезд в погруженном скоплении. В случае вириального равновесия подсистем, согласно (7), при $R_1 < R_2$, находим:

$$\sigma_{1,v}^2 = -\frac{(\Omega_1 + \Theta_1)}{M_1} = \frac{3GM_1}{5R_1} \left(1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} \right). \quad (15)$$

В рамках указанных ограничений, согласно (8), находим средний по подсистеме 1 потенциал:

$$\bar{\Phi}_1 = \frac{6GM_1}{5R_1} \left[1 + \frac{5M_2R_1}{4M_1R_2} - \frac{\rho_2}{4\rho_1} \right].$$

Средний по подсистеме 1 квадрат критической скорости звезд $\bar{v}_{c,1}^2 = 2\bar{\Phi}_1$. Поэтому

$$\frac{\bar{v}_{c,1}^2}{\sigma_{1,v}^2} = 4 \frac{\left(1 + \frac{5M_2R_1}{4M_1R_2} - \frac{\rho_2}{4\rho_1} \right)}{\left(1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} \right)}. \quad (16)$$

Если ввести в (16) переменную $x = R_1/R_2$, то в интервале значений $x \in (0, 1)$ величина

$y(x) = \sqrt{\frac{\bar{v}_{c,1}^2}{\sigma_{1,v}^2}} > 2$ имеет максимум, положение

которого (при $x = x_m$) зависит от величины $\mu = M_1/M_2$ (при $\mu = 0.6667$, $x_m \simeq 0.4753$, $y(x_m) \simeq 2.5253$, см. рис. 1). Таким образом, влияние силового поля подсистемы 2 на подсистему 1 увеличивает различие в величинах $\sigma_{1,v}^2$ и $\bar{v}_{c,1}^2$ по сравнению с известным результатом для звездной системы без подсистем (см., например, формулу (9.35) из работы King (1994), согласно которой средняя критическая скорость звезд системы больше средней квадратической в два раза). Сходный эффект уменьшения дисперсии скоростей звездной компоненты в сравнении со средним значением общей дисперсии скоростей в системе под действием силового поля второй компоненты в двухкомпонентных гравитирующих системах был ранее изучен в работе Kondratev and Ozernoi (1982, рис. 3). Действие силового поля подсистемы 2 уменьшает возможность диссипации звезд из погруженного скопления (в большей степени при малых μ в случае $M_1 \ll M_2$, см. рис. 1b). Погруженные скопления с параметрами (x, μ) , близкими к (x_m, μ) (см. рис. 1a), наименее подвержены разрушению под действием релаксационных процессов.

Отметим, что величина $Q = 1/2$, полученная из выражения (14), может использоваться не только для изучения погруженных скоплений, но и в других случаях для систем, формирующихся вдали от вириального равновесия. Согласно Diaferio and Geller (1997), Schindler et al. (1999), Rines and Diaferio (2006), Muzzin et al. (2007), Karachentsev and Nasonova (2010), Kopylov and Kopylova (2015), Kopylova and Kopylov (2022), вириальные оценки масс скоплений галактик часто используются при обсуждении параметров таких скоплений, несмотря на сжатие внешних частей скоплений в режиме падения на центры скоплений. Согласно Kopylov and Kopylova (2015), от 80 до 90% их массы составляет скрытое вещество, остальные 10–20% — барионная масса, представленная диффузной горячей плазмой с температурой $T > 10^7$ К. Лишь

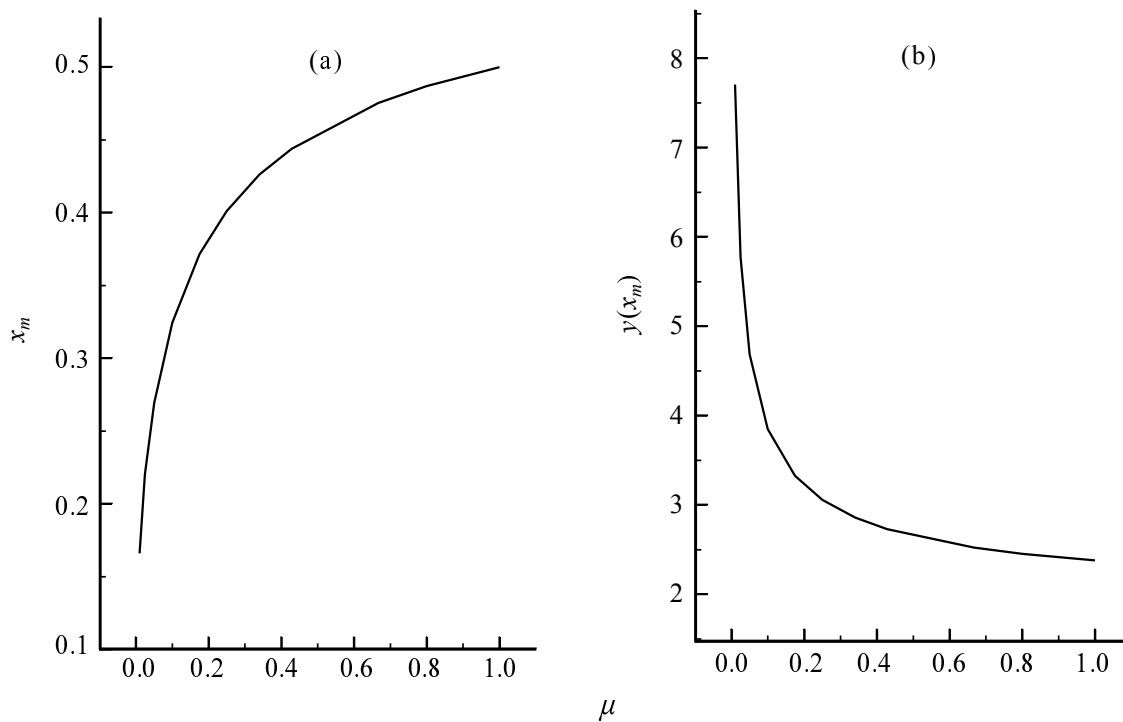


Рис. 1. Зависимости от $\mu = M_1/M_2$ величин x_m (a) и $y(x_m) = \bar{v}_{c,1}/\sqrt{\sigma_{1,v}}$ (b).

несколько процентов массы таких скоплений составляют галактики. Согласно Muzzin et al. (2007), диссипация от барионного компонента относительно неважна в процессе формирования скоплений галактик, так как сила гравитации от гало темной материи подавляюще преобладает (см. также ссылки в разделе 1 в работе Muzzin et al. (2007)). Пусть M_1 и $M_{1,v}$ — масса и вириальная масса скопления галактик подсистемы 1, M_g , M_p и $M_{d,m}$ — массы галактик, горячей плазмы и темной материи соответственно. Подсистема 2 в этом случае моделирует систему масс из участвующих в космологическом расширении достаточно широких окрестностей скопления галактик. Обозначим $M_b = M_g + M_p = \text{const}$, где величины M_g и M_p получены согласно данным наблюдений. В случае вириального равновесия подсистемы 1 $M_{1,v} = M_b + M_{d,m}$. Так как $M_b = \text{const}$, уменьшение $M_{1,v}$ до значения M_1 приводит к уменьшению $M_{d,m}$ до значения $M_{d,m}(Q) = Q M_{1,v} - M_b$. Поэтому

$$\frac{M_{d,m}(Q)}{M_{1,v}} = Q - \frac{M_b}{M_{1,v}}. \quad (17)$$

Согласно (17), при $M_b/M_{v,1} = 0.20$ (см. Korylov and Korylova, 2015) $M_{d,m}/M_{1,v} = 0.3$, $M_{d,m}/M_1 = 0.6$, а при $M_b/M_{v,1} = 0.10$ находим: $M_{d,m}/M_{1,v} = 0.4$, $M_{d,m}/M_1 = 0.8$. Таким образом, при увеличении степени нестационарности подсистемы 1 доля массы темной материи уменьшается по от-

ношению к массе подсистемы 1 до значений $M_{d,m}/M_1 = 0.6-0.8$. Отметим, что при $E > 0$, $E_2 > 0$ уменьшение величин $M_{d,m}/M_1$ по сравнению с вириальными оценками (в случае $Q = 1$) может быть еще более заметным.

3. ДИНАМИКА ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ СИСТЕМ, МОДЕЛИРУЮЩИХ ПОГРУЖЕННЫЕ СКОПЛЕНИЯ

Согласно (7), вириальные уравнения (для моментов инерции I_i подсистем) и уравнения для полных энергий E_i подсистем при $i = 1, 2$ и $R_1 < R_2$ могут быть приведены к виду:

$$\begin{cases} \dot{R}_i = y_i, \quad i = 1, 2, \\ \dot{y}_1 = -\frac{y_1^2}{R_1} + \frac{10E_1}{3M_1R_1} + \frac{GM_1}{R_1^2} \left[1 + \frac{5M_2R_1}{M_1R_2} \left(1 - \frac{2R_1^2}{5R_2^2} \right) \right], \\ \dot{y}_2 = -\frac{y_2^2}{R_2} + \frac{10E_2}{3M_2R_2} + \frac{GM_2}{R_2^2} \left[1 + \frac{5M_1}{2M_2} \left(1 + \frac{R_1^2}{5R_2^2} \right) \right], \\ \dot{E}_1 = \frac{1.5GM_1M_2}{R_2^2} \left(1 - \frac{3R_1^2}{5R_2} \right) \dot{R}_2, \\ \dot{E}_2 = \frac{3GM_1M_2R_1}{5R_2^3} \dot{R}_1. \end{cases} \quad (18)$$

В данной работе уравнения (18) интегрировались численно методом Рунге–Кутты 4-го порядка на промежутке времени $t = 10\tau_{v,r}$ для ряда начальных условий. Здесь принято $\tau_{v,r} = 2.6\bar{t}_{cr}$ (см. выше и работу Aarseth (1974)), $\bar{t}_{cr} = 1.5 R_1/\sigma_{1,v}$ — среднее время прохождения звездой расстояния, равного удвоенному среднему радиусу однородного шара — подсистемы 1, со средней скоростью $\sigma_{1,v} = \sqrt{2T_1/M_1}$, где T_1 — кинетическая энергия подсистемы 1 (для оценки величины $\tau_{v,r}$ используется величина T_1 в момент времени $t = 0$). Начальные параметры $q, M_1, R_2, M_2, \dot{R}_1/\sigma_{1,v}$ моделей погруженных скоплений с $R_1 = 2.0$ пк приведены в таблице 1. Для контроля вычислений использовалось постоянство значений полной энергии E системы. При $t/\tau_{v,r} = 10.0$ относительные погрешности вычислений полной энергии E в рассмотренных моделях достигали значений от 0.27×10^{-12} до 0.53×10^{-7} . В таблице 1 начальные радиусы подсистем 2 в моделях погруженных скоплений удовлетворяют условию $R_2 \lesssim \frac{R_t}{2}$, где R_t — приливный радиус системы с массой $M_1 + M_2$, движущейся по круговой орбите радиуса 8200 пк относительно центра Галактики (величина R_t получена согласно модели Kutuzov and Osipkov (1980) силового поля Галактики). В случае $R_1 < R_2 \lesssim \frac{R_t}{2}$ и $R_1 \ll R_t$ влияние силового поля Галактики на оценки условий ранней динамики подсистем и на движение звезд (протозвезд) скопления можно считать незначительным (Danilov, 1987), так как по сравнению с $R_1(t = 0)$ величины $R_1(t > 0)$ в среднем лишь слабо увеличиваются при «теплом» коллапсе ($q = 1$) и уменьшаются при «холодном» (см. ниже). В рассмотренных в данной работе моделях скоплений максимальные значения радиуса $R_{1,max}$ подсистемы 1 (в моменты максимального расширения подсистемы 1 в процессе колебаний ее плотности) на всем рассмотренном интервале времени в 2.1–3.8 раз меньше величины приливного радиуса скопления $R_{t,min}$, полученного для системы с массой M_1 (в случае полного освобождения системы от газа), а время Δt расширения подсистемы 2 до значений $R_2 \simeq R_t$ составляет 6.0–7.2 млн лет. К этому моменту времени плотность в подсистеме 2 убывает почти в восемь раз по сравнению с начальной, и влияние подсистемы 2 на подсистему 1 сильно ослабевает. Согласно Danilov (1987), внешние по отношению к связанной подсистеме 1 значительные массы газа не участвуют в притяжении звезд к общему центру масс. Потеря таких масс из окрестностей подсистемы 1 приводит к изменению потенциала скопления, но слабо меняет силовое поле подсистемы 1.

Таблица 1. Начальные параметры $q, M_1, R_2, M_2, \dot{R}_1/\sigma_{1,v}$ моделей погруженных скоплений с $R_1(0) = 2.0$ пк

№	q	M_1/M_\odot	$R_2, \text{пк}$	M_2/M_\odot	$\dot{R}_1/\sigma_{1,v}$
1	1.0	200	5.0	300	0
2	—	—	—	—	1.0
3	—	500	8.0	1500	1.0
4	—	—	11.0	4500	1.0
5	1.287	200	5.0	300	0
6	—	—	—	—	1.0

На рис. 2 для модели 1 погруженного скопления приведены зависимости от времени вириальных коэффициентов α_i и α . Начальное значение $\alpha_1 \simeq 1.553$, что соответствует «теплому» коллапсу (при $T_1(0) > 0$) за время 1-го полупериода колебаний значений R_1 . Период P_1 колебаний значений α_1 (и R_1) для этой модели скопления равен $P_1 \simeq 21.425 \pm 0.143$ млн лет (см. также рис. 3а). Достаточно большое количество периодов колебаний на графиках зависимостей от t параметров рассмотренных моделей позволяет точнее оценить средние значения этих параметров, что используется при сравнении моделей погруженных скоплений между собой, см. таблицу 2 (размерности скоростей в таблицах 1 и 2 указаны в 1 пк млн лет⁻¹ $\simeq 1$ км с⁻¹). Согласно рис. 2, с увеличением t значения коэффициентов α_1 и α постепенно приближаются к 1 (и к своим равновесным величинам), что указывает на уменьшение темпов продолжающейся передачи энергии в подсистему 1 (см. рис. 3с, d), а также на связанную с этим нестационарность подсистемы 1 и всей системы в целом, что подтверждается и наличием периодических колебаний значений α_1 и α .

Согласно рис. 3а, b, обе подсистемы в модели 1 с увеличением t в среднем по t расширяются (радиус подсистемы 1 увеличивается незначительно на величину $\Delta R_1 \simeq 0.336$ пк с последующими колебаниями значений R_1 относительно $R_1 \simeq 2.203$ пк; величина R_2 при увеличении t возрастает монотонно на рассмотренном интервале значений t). Такие изменения величин R_i приводят к соответствующим изменениям в $\sigma_{i,v}$ (обе подсистемы в среднем по t теряют часть кинетической энергии и «охлаждаются», см. рис. 4а, b). При этом средняя по t величина $\bar{\sigma}_{1,v}$, согласно таблице 2, практически совпадает со среднеквадратичной скоростью $\sigma_v \simeq 0.497$ пк млн лет⁻¹ звезд в однородной по плотности изолированной вириализованной моде-

Таблица 2. Средние на интервале $t/\tau_{v,r.} \in [0, 10.0]$ величины α_1 , R_1 , $\sigma_{1,v}$, α_2 , R_2 , $\sigma_{2,v}$ для моделей погруженных скоплений с $R_1(0) = 2.0$ пк и начальными параметрами из таблицы 1

№	$\bar{\alpha}_1$	\bar{R}_1 , пс	$\bar{\sigma}_{1,v}$, пс Муг ⁻¹	$\bar{\alpha}_2$	\bar{R}_2 , пс	$\bar{\sigma}_{2,v}$, пс Муг ⁻¹
1	1.199±0.003	2.203±0.003	0.498±0.001	-0.0154 ± 0.0002	41.58 ± 0.56	0.361 ± 0.004
2	1.425 ± 0.014	2.644 ± 0.029	0.423 ± 0.009	-0.288 ± 0.004	42.92 ± 0.58	0.377 ± 0.004
3	1.480 ± 0.001	2.601 ± 0.003	0.678 ± 0.001	-0.06631 ± 0.0001	47.77 ± 0.06	0.625 ± 0.001
4	1.597 ± 0.001	2.596 ± 0.003	0.679 ± 0.001	-0.01568 ± 0.00002	60.79 ± 0.08	0.789 ± 0.001
5	1.507 ± 0.002	1.519 ± 0.002	0.471 ± 0.002	0.5902 ± 0.0008	269.20 ± 0.35	0.1251 ± 0.0002
6	1.508 ± 0.002	—	—	0.5591 ± 0.0007	270.60 ± 0.36	0.1260 ± 0.0002

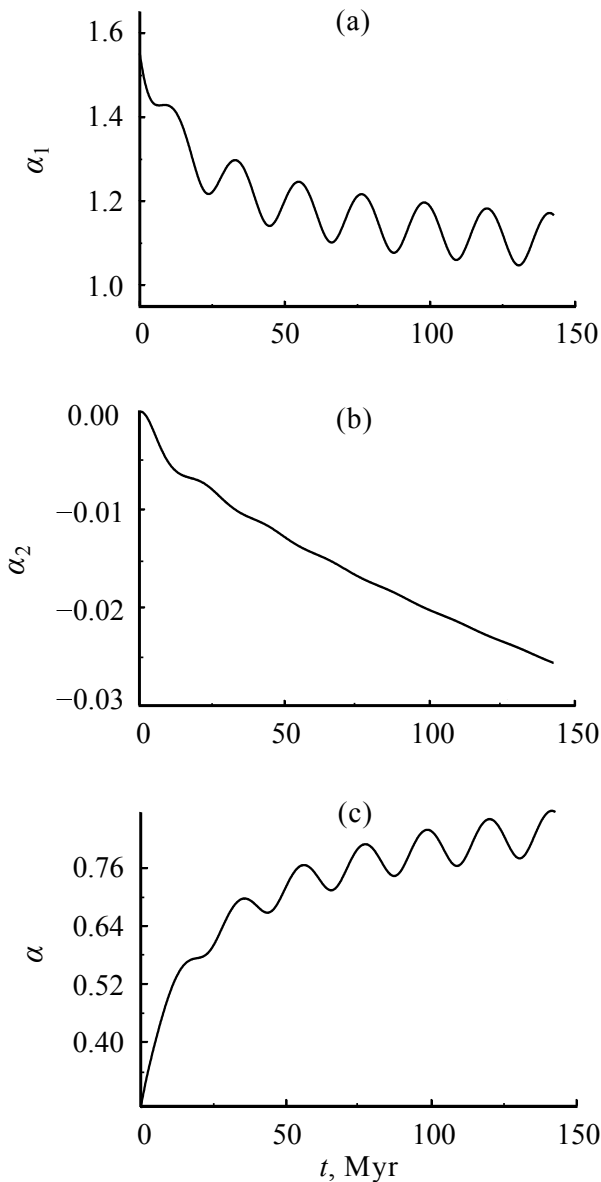


Рис. 2. Зависимости от t величин α_1 (a), α_2 (b) и α (c) для модели 1, см. таблицу 1.

ли рассеянного скопления с массой $M_1 \simeq 200 M_\odot$ и радиусом $R_1 = 2.203$ пк.

Согласно таблице 1, в модели 1 величина $\dot{R}_1(0) = 0$. Модель 2 отличается от модели 1 лишь значением $\dot{R}_1(0) = \sigma_{1,v} > 0$. Так как величина $\sigma_{1,v} = \sqrt{2T_1/M_1}$ и полностью определяется величинами T_1 и M_1 , то в начальный момент движения звезд в подсистеме 1 чисто радиальные (см. также Danilov (1984)). Амплитуда колебаний значений вириального коэффициента $\delta\alpha_1$ для модели 2 в период времени ΔT_1 между первым локальным максимумом R_1 и следующим за ним по времени локальным минимумом R_1 составляет $\delta\alpha_1 \simeq 0.734 \pm 0.001$, что примерно в 7.6 раз больше соответствующей оценки величины $\delta\alpha_1 \simeq 0.097 \pm 0.001$ для модели 1 (см. рис. 3a). Период P_1 колебаний значений радиуса R_1 в модели 2 на 12% меньше, чем для модели 1. Поэтому условие $\dot{R}_1(0) = \sigma_{1,v} > 0$ приводит к заметному увеличению степени нестационарности и к небольшому уменьшению периода колебаний радиуса R_1 в модели 2 погруженного скопления (в модели 2 период $P_1 \simeq 19.139 \pm 0.071$ млн лет). Аналогичные оценки величин $\delta\alpha_1$ для моделей 5 и 6, отличающихся от моделей 1 и 2 только параметром $q = 1.287$ (и близким к нулю значением $T_1(0)$; случай, близкий к «холодному» коллапсу подсистемы 1), приводят к оценкам $\delta\alpha_1 \simeq 0.922 \pm 0.001$ и $\delta\alpha_1 \simeq 0.991 \pm 0.001$ для моделей 5 и 6 соответственно. Отметим, что для моделей 5 и 6 величина $T_1(0) = 0$ при $q \simeq 1.287815$. Периоды колебаний величин α_1 (и R_1) составляют $P_1 \simeq 6.643 \pm 0.067$ млн лет и $P_1 \simeq 6.696 \pm 0.013$ млн лет для модели 5 (см. рис. 5) и модели 6 соответственно (что примерно в 3.2 раза меньше, чем величина P_1 для модели 1, см. выше). Согласно таблице 2, для моделей 5 и 6 средний по времени радиус \bar{R}_1 примерно в 1.45 раз меньше, а плотность массы, соответственно, в 3.05 раз больше, чем в модели 1. Вклад в оценку величины P_1 для моделей 5 и 6 также вносит

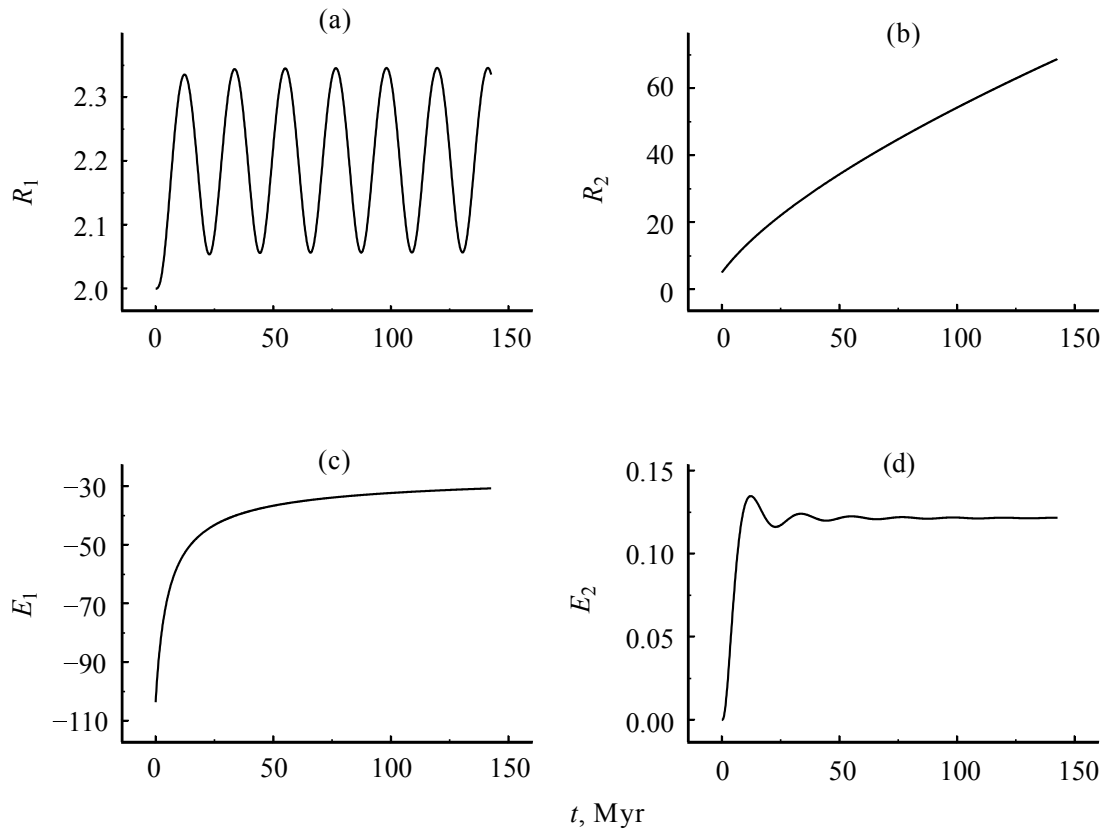


Рис. 3. Зависимости от t величин R_1 (a), R_2 (b) в парсеках и E_1 (c), и E_2 (d) в M_{\odot} пк²млн лет⁻² для модели 1, см. таблицу 1.

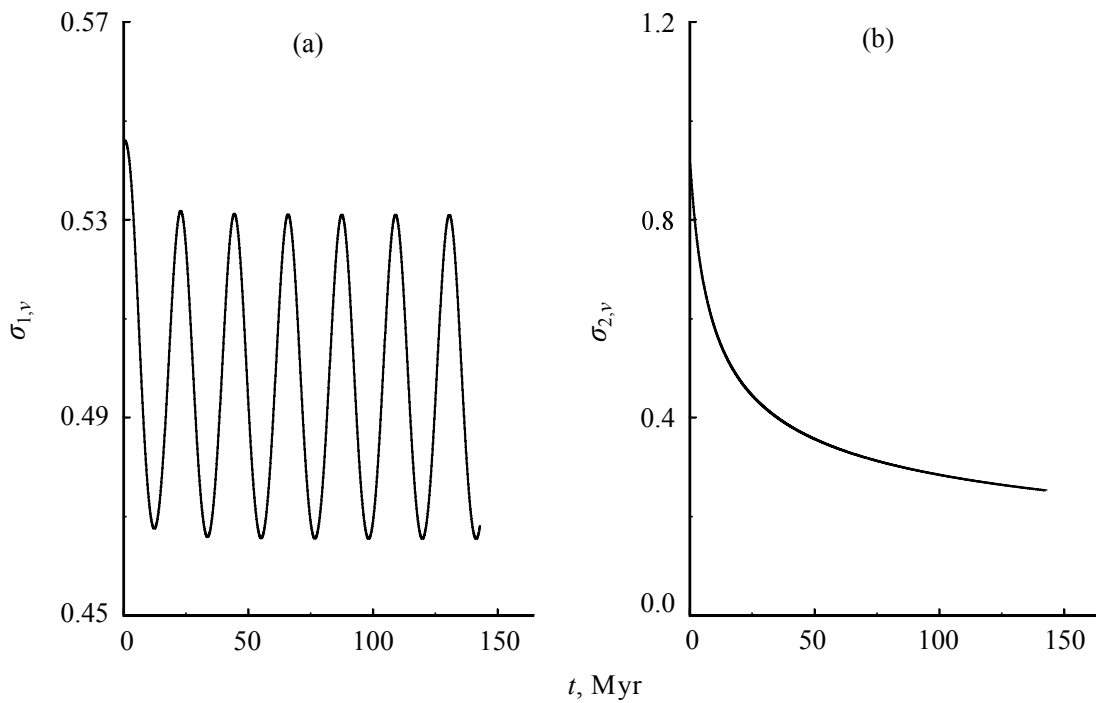


Рис. 4. Зависимости от t величин $\sigma_{1,v}$ (a), $\sigma_{2,v}$ (b) в пк млн лет⁻¹ для модели 1, см. таблицу 1.

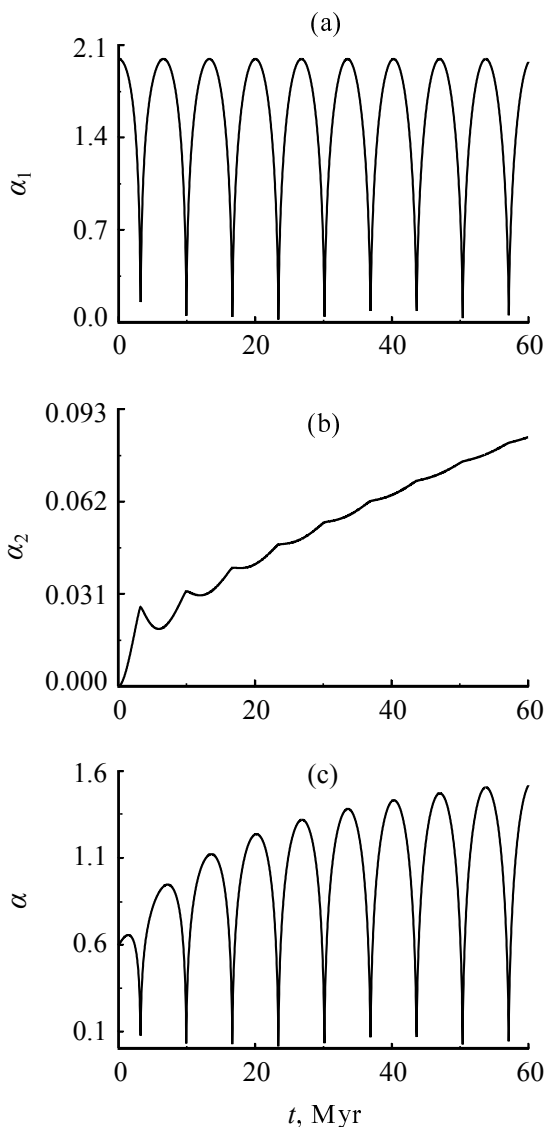


Рис. 5. Зависимости от t величин α_1 (a), α_2 (b) и α (c) для модели 5, см. таблицу 1.

и плотность массы подсистемы 2, часть которой находится в пределах подсистемы 1.

Увеличение масс подсистем и начальных радиусов подсистемы 2 в моделях 3 и 4 (при $q = 1$, см. таблицу 1), по сравнению с величинами M_i и $R_2(0)$ в модели 2, приводит к увеличению среднеквадратических скоростей $\bar{\sigma}_{1,v}$ и к небольшому уменьшению радиусов \bar{R}_1 в моделях 3 и 4 (см. таблицу 2). Оценки величин $\delta\alpha_1$ для моделей 3 и 4 получены равными $\delta\alpha_1 \simeq 0.706 \pm 0.001$ и $\delta\alpha_1 \simeq 0.596 \pm 0.001$ соответственно.

Таким образом, среди рассмотренных моделей погруженного скопления степень нестационарности в модели «теплого» коллапса подсистемы 1, удовлетворяющей в момент $t = 0$ условию вириального равновесия, минимальна, а в модели, близ-

кой к «холодному» коллапсу, — максимальна. Отметим, что для достаточно больших $\delta\alpha_1$ подсистемы 1 погруженного скопления и при начальных значениях $E > 0$, $E_2 > 0$ величина $\frac{M_1}{M_1^{is}} = Q = \frac{1}{2}$ может быть лишь верхней оценкой (см. ниже).

Оценки масс подсистем M_i при ($i = 1, 2$) по данным численного интегрирования уравнений (18) могут быть легко и с большой точностью (недостижимой при использовании наблюдательных данных) проведены для любой из моделей 1–6 погруженных скоплений для любого из рассмотренных при интегрировании моментов времени t . Рассмотрим влияние погрешностей в исходных данных на подобные оценки масс подсистем погруженных скоплений. Для этого проварьируем уравнения (13) и используем результаты варьирования для вычисления квадратов погрешностей $s_{M_i}^2$ масс M_i :

$$s_{M_i}^2 = \sum_{j=1}^2 \left(s_{\sigma_{j,v}}^2 \left(\frac{\partial M_i}{\partial \sigma_{j,v}} \right)^2 + s_{\alpha_j}^2 \left(\frac{\partial M_i}{\partial \alpha_j} \right)^2 + s_{R_j}^2 \left(\frac{\partial M_i}{\partial R_j} \right)^2 \right), \quad (19)$$

$i = (1, 2)$, где s_ξ — погрешности величин $\xi = (\sigma_{j,v}, \alpha_j, R_j)$, по которым проводится дифференцирование величин M_i из (13). Выполняя указанные в (19) дифференцирования, подставляя в полученные выражения для s_{M_i} результаты $R_i(t)$, $E_i(t)$ численного интегрирования уравнений (18) и величины

$$\alpha_i(t) = 2E_i(t)/\Omega_i(t), \sigma_{i,v}(t) = \sqrt{2T_i(t)/M_i},$$

где $T_i(t) = E_i(t) - \Omega_i(t)$ для модели 1 при $t = 9.5\tau_{v,r} \simeq 135.69021$ млн лет, находим: $M_1 = 200.00 \pm 2.89M_\odot$, $M_2 = 300.00 \pm 30.99M_\odot$, где величины M_i получены согласно (13), а их погрешности — согласно указанным в таблице 2 погрешностям средних величин параметров $\bar{\alpha}_i$, \bar{R}_i , $\bar{\sigma}_{i,v}$.

Рассмотрим влияние начальных условий в энергиях подсистем на оценки масс M_1 погруженных скоплений. Пусть $E(0) = E_0 > 0$ и $E_2(0) = E_{2,0} > 0$. Обозначим: $C = E_0 - E_{2,0}$. В этом случае интеграл энергии (5) можно записать в виде: $C = E_1 - \Omega_{1,2} = T_1 + \Omega_1 - \Omega_{1,2} = T_1 + \Omega_{1,1}$ (см. выше). Так как $T_1 = \frac{M_1 \sigma_{1,v}^2}{2}$, учитывая выражение для $\Omega_{1,1} = -\frac{3GM_1^2}{5R_1}$, находим квадратное

уравнение для M_1 и его корни:

$$\begin{cases} M_1^2 - \left(\frac{5R_1\sigma_{1,v}^2}{6G} \right) M_1 + \frac{5R_1}{3G} C = 0, \\ M_1^{(1,2)} = \frac{5R_1\sigma_{1,v}^2}{12G} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{48G}{5R_1\sigma_{1,v}^4} C} \right). \end{cases} \quad (20)$$

Пусть $M_{1,v}$ — вириальная масса подсистемы 1.

При $C = 0$ находим массу $M_1 = \frac{5R_1\sigma_{1,v}^2}{6G}$, где M_1 в два раза меньше $M_{1,v}$ (см. выше). При $E = E_2 = 0$ случай $C = 0$ уже подробно рассмотрен в данной работе. Второй корень ($M_1 = 0$) мы не рассматриваем, так как подсистема 1 по условию нашего исследования существует. При $C > 0$ с увеличением C от 0 до C_{\max} ($C_{\max} = \frac{5R_1\sigma_{1,v}^4}{48G}$ в случае равенства нулю подкоренного выражения в (20)) величина $M_1/M_{1,v}$ для большего корня M_1 убывает от 0.5 до 0.25, а для меньшего корня M_1 — возрастает от 0 до 0.25 (в обоих случаях $0 < M_1/M_{1,v} < 0.5$ для значений $C \in (0, C_{\max})$). При $C < 0$ меньший по величине корень $M_1 < 0$ уравнения (20) мы не рассматриваем, а больший корень ничем не ограничен (при уменьшении отрицательных значений C от 0 и далее соответствующая этому корню величина $M_1/M_{1,v}$ возрастает от 0.5 до 1 и далее). Вероятно, из-за больших величин $M_1/M_{1,v}$ этот случай ($C < 0$) в большей степени относится к гравитационно-связанным системам с отрицательными значениями E и E_i .

Таким образом, в погруженных скоплениях в зависимости от начальных энергий E и E_2 возможны очень малые значения динамических масс M_1 и величин $M_1/M_{1,v}$, обусловленные неизолированностью и нестационарностью подсистем звезд (протозвезд) в двухкомпонентной системе «скопление — облако». Полученные здесь ограничения для начальных параметров подсистем могут быть использованы при проведении оценок динамических масс наблюдаемых систем «скопление — облако», а также при численном моделировании динамики погруженных скоплений и для составления прогнозов динамической эволюции таких объектов.

Возможность приложения полученных в разделах 2 и 3 данной работы формул и соотношений определяется наличием соответствующих наблюдательных данных о параметрах подсистем погруженных скоплений. Если известны координаты и массы звезд скопления до достаточно больших звездных величин, то составляющая $\Omega_{1,1}$ его потенциальной энергии Ω_1 может быть вычислена по стандартной формуле (9.12) из книги King (1994). Если известно только радиальное распределение плотности числа звезд $f(r)$ с известной средней

массой звезды, то величину $\Omega_{1,1}$ можно вычислить в предположении о сферической симметрии скопления. Полагая величину $\Omega_{1,1}$ равной потенциальной энергии однородного изолированного шара с массой M_1 , находим: $R_1 = -3GM_1^2/(5\Omega_{1,1})$. В работе Danilov and Seleznev (2020) величина R_1 получена также и из предположения о такой же степени нестационарности скопления в поле Галактики, как в численных моделях РЗС Danilov and Dorogavtseva (2003) (с числом звезд $N = 500$ и массами звезд $m = 1M_\odot$), движущихся по плоской круговой орбите на расстоянии 8200 пк относительно центра Галактики. В этом случае для вычисления R_1 необходимы оценки расстояния скопления от центра Галактики и две постоянные, характеризующие приливное поле Галактики в окрестностях скопления. Величина R_1 в этом случае находится из решения кубического уравнения относительно R_1 (см. также работу Danilov and Seleznev (2020)), где показано, что величины R_1 , полученные для изолированного скопления и скопления в поле Галактики, мало различаются между собой.

Параметры $\sigma_{2,v}$, M_2 и R_2 облака в погруженном скоплении определяются по данным ИК- и радионаблюдений связанных со скоплением уплотнений газа-пыли в областях звездообразования с помощью методов, отмеченных во Введении. В этом случае может быть определена полная энергия облака $E_2 = T_2 + \Omega_2$ и $\alpha_2 = 2E_2/\Omega_2$. Гравитационная связанность облака определяется знаком величины E_2 . При известных радиусах, дисперсиях скоростей и вириальных коэффициентах подсистем массы подсистем определяются решениями (13). Полученные в данной работе формулы могут использоваться и при построении распределений погруженных скоплений по величинам C , C_{\max} , E , E_2 и др. для обсуждения и анализа общих характеристик погруженных скоплений и особенностей их динамики. Для этого, вероятно, могут быть использованы данные из работ Piskunov et al. (2008), Just et al. (2023) и связанных с ними каталогов, а также данные из работы Hunt and Reffert (2023). Несмотря на сложности в обнаружении и определении параметров погруженных скоплений, остается надежда, что данные о нескольких десятках (или даже сотнях) таких скоплений со временем могут быть использованы для оценки рассмотренных в настоящей работе динамических параметров таких скоплений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные в работе исследования приводят к следующим основным результатам:

1. Разработан метод оценки динамических масс звездной и газовой составляющих систем «скопление — облако» в условиях неизотропности и значительной нестационарности подсистем звезд и газа в регулярном поле. Выполнен ряд оценок динамических масс звездной и газовой составляющих системы без использования теоремы вириала при нулевых и положительных значениях полных энергий системы в целом и ее газовой подсистемы.
2. Уточнены известные оценки времени свободного падения фрагментов τ_{ff} в силовом поле однородного и неоднородного по плотности шаров, имитирующих систему из газа и звезд. Оценки величин τ_{ff} дополнены оценками радиальных скоростей v_r движения фрагментов в таких системах.
3. Получен ряд соотношений (10)–(16) между параметрами подсистем звезд и газа в рассмотренных моделях погруженных скоплений. Показано, что вместо одного вириального коэффициента для описания системы необходимо использовать три коэффициента, формулы для которых приведены. Соотношения (12) и (13) позволяют проводить оценки динамических масс неизотропных и нестационарных подсистем по данным о структурно-динамических характеристиках погруженного скопления. Согласно (15) и (16), отношение $\bar{v}_{c,1}^2/\sigma_{1,v}^2 > 4$, где $\sigma_{1,v}^2$ — средний квадрат скоростей подсистемы звезд в случае ее вириального равновесия, а $\bar{v}_{c,1}^2$ — средний квадрат критических скоростей звезд этой подсистемы. Показано, что погруженные скопления с параметрами $x = R_1/R_2$ и $\mu = M_1/M_2$ имеют максимальные значения $y(x) = \sqrt{\bar{v}_{c,1}^2/\sigma_{1,v}^2}$ в точках $x = x_m$ внутри интервала значений $x \in (0, 1]$. Поэтому погруженные скопления с параметрами (x, μ) , близкими к (x_m, μ) , наименее подвержены разрушению под действием релаксационных процессов (см. рис. 1а). Согласно рис. 1б, величины $y(x_m)$ возрастают в области малых значений μ .
4. Показано, что в зависимости от начальных энергий E и E_2 массы подсистемы звезд погруженного скопления могут быть значительно меньше вириальных масс этой подсистемы. Этот результат представляет определенный интерес и для оценок динамических масс скоплений галактик (см. также уравнение (17)).
5. Для шести моделей погруженных скоплений выполнено численное интегрирование уравнений (18), что позволяет проводить анализ влияния изменений в начальных условиях на ди-

намику таких скоплений (см. рис. 2–5 и таблицу 2). Отмечено, что увеличение степени нестационарности рассмотренных моделей погруженных скоплений приводит к уменьшению периодов колебаний подсистемы звезд. Увеличение масс подсистем, начальных радиусов газовой подсистемы, а также уменьшение связанных с массами подсистем эффективностей звездообразования в моделях 3 и 4 (см. таблицу 1), по сравнению с этими величинами в модели 2, приводят к увеличению среднеквадратических скоростей $\bar{\sigma}_{1,v}$ и к небольшому уменьшению средних радиусов подсистемы звезд \bar{R}_1 в моделях 3 и 4 (см. таблицу 2).

6. Полученные в данной работе формулы могут использоваться и при построении распределений погруженных скоплений по величинам C , C_{max} , E , E_2 и др. для обсуждения и анализа общих характеристик погруженных скоплений и особенностей их динамической эволюции.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема № FEUZ-2023-0019. Часть работ проведена при финансовой поддержке Правительства Российской Федерации (постановление № 211), контракт № 02.A03.21.0006.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор данной работы заявляет об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. J. Aarseth, *Astron. and Astrophys.* **35** (2), 237 (1974).
2. J. Ballesteros-Paredes, L. Hartmann, and E. Vázquez-Semadeni, *Astrophys. J.* **527** (1), 285 (1999). DOI:10.1086/308060
3. M. R. Bate, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **392** (2), 590 (2009). DOI:10.1111/j.1365-2966.2008.14106.x
4. H. Baumgardt and P. Kroupa, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **380** (4), 1589 (2007). DOI:10.1111/j.1365-2966.2007.12209.x
5. L. A. Chavarría, L. E. Allen, J. L. Hora, et al., *Astrophys. J.* **682** (1), 445 (2008). DOI:10.1086/591124
6. C. Cournoyer-Cloutier, A. Sills, W. E. Harris, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **521** (1), 1338 (2023). DOI:10.1093/mnras/stad568
7. V. M. Danilov, *Methods of Astronomical and Geodesical Investigations* (UrSU, Sverdlovsk, 1984), pp. 94–117 [in Russian].

8. V. M. Danilov, *Sov. Astron.* **31**, 343 (1987).
9. V. M. Danilov, *Sov. Astron.* **32**, 374 (1988).
10. V. M. Danilov, *Astrophysical Bulletin* **76** (3), 269 (2021). DOI:10.1134/S1990341321030056
11. V. M. Danilov and L. V. Dorogavtseva, *Astronomy Reports* **47** (6), 483 (2003). DOI:10.1134/1.1611216
12. V. M. Danilov and A. F. Seleznev, *Astrophysical Bulletin* **75** (4), 407 (2020). DOI:10.1134/S1990341320040045
13. A. Diaferio and M. J. Geller, *Astrophys. J.* **481** (2), 633 (1997). DOI:10.1086/304075
14. R. L. Dickman, *Astrophys. J. Suppl.* **37**, 407 (1978). DOI:10.1086/190535
15. C. L. Dobbs, T. J. R. Bending, A. R. Pettitt, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **517** (1), 675 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac2474
16. B. G. Elmegreen, *Astrophys. J.* **530** (1), 277 (2000). DOI:10.1086/308361
17. I. Evans, Neal J., M. M. Dunham, J. K. Jørgensen, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **181** (2), 321 (2009). DOI:10.1088/0067-0049/181/2/321
18. J. P. Farias and J. C. Tan, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **523** (2), 2083 (2023). DOI:10.1093/mnras/stad1532
19. J. P. Farias, J. C. Tan, and S. Chatterjee, *Astrophys. J.* **838** (2), article id. 116 (2017). DOI:10.3847/1538-4357/aa63f6
20. J. P. Farias, J. C. Tan, and S. Chatterjee, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **483** (4), 4999 (2019). DOI:10.1093/mnras/sty3470
21. S. P. Goodwin and N. Bastian, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **373** (2), 752 (2006). DOI:10.1111/j.1365-2966.2006.11078.x
22. R. A. Gutermuth, P. C. Myers, S. T. Megeath, et al., *Astrophys. J.* **674** (1), 336 (2008). DOI:10.1086/524722
23. L. Hartmann, J. Ballesteros-Paredes, and E. A. Bergin, *Astrophys. J.* **562** (2), 852 (2001). DOI:10.1086/323863
24. E. L. Hunt and S. Reffert, *Astron. and Astrophys.* **673**, id. A114 (2023). DOI:10.1051/0004-6361/202346285
25. A. Just, A. E. Piskunov, J. H. Klos, et al., *Astron. and Astrophys.* **672**, id. A187 (2023). DOI:10.1051/0004-6361/202244723
26. J. Kauffmann, T. Pillai, P. F. Goldsmith, *Astrophys. J.* **779**, article id. 185 (2013). DOI:10.1088/0004-637X/779/2/185
27. I. D. Karachentsev and O. G. Nasonova, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **405** (2), 1075 (2010). DOI:10.1111/j.1365-2966.2010.16501.x
28. N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Röser, et al., *Astron. and Astrophys.* **438** (3), 1163 (2005). DOI:10.1051/0004-6361:20042523
29. N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, E. Schilbach, et al., *Astron. and Astrophys.* **543**, id. A156 (2012). DOI:10.1051/0004-6361/201118708
30. N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, E. Schilbach, et al., *Astron. and Astrophys.* **558**, id. A53 (2013). DOI:10.1051/0004-6361/201322302
31. I. R. King, *An Introduction to Classical Stellar Dynamics* (University of California, Berkeley, 1994).
32. X. P. Koenig, L. E. Allen, R. A. Gutermuth, et al., *Astrophys. J.* **688** (2), 1142 (2008). DOI:10.1086/592322
33. B. P. Kondratiev and L. M. Ozernoi, *Astrophys. and Space Sci.* **84** (2), 431 (1982). DOI:10.1007/BF00651322
34. A. I. Kopylov and F. G. Kopylova, *Astrophysical Bulletin* **70** (3), 243 (2015). DOI:10.1134/S1990341315030013
35. F. G. Kopylova and A. I. Kopylov, *Astrophysical Bulletin* **77** (4), 347 (2022). DOI:10.1134/S199034132204006X
36. P. Kroupa, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **322** (2), 231 (2001). DOI:10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x
37. M. A. Kuhn, E. D. Feigelson, K. V. Getman et al., *Astrophys. J.* **787**, 107 (2014). DOI:10.1088/0004-637X/787/2/107
38. S. A. Kutuzov and L. P. Osipkov, *Sov. Astron.* **24**, 17 (1980).
39. C. J. Lada and E. A. Lada, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **41**, 57 (2003). DOI:10.1146/annurev.astro.41.011802.094844
40. C. J. Lada, A. A. Muench, K. L. Luhman, et al., *Astron. J.* **131** (3), 1574 (2006). DOI:10.1086/499808
41. E. A. Lada, J. Bally, and A. A. Stark, *Astrophys. J.* **368**, 432 (1991). DOI:10.1086/169708
42. D. A. Ladeyschikov, M. S. Kirsanova, A. M. Sobolev, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **506** (3), 4447 (2021). DOI:10.1093/mnras/stab1821
43. A. A. Muench, E. A. Lada, C. J. Lada, and J. Alves, *Astrophys. J.* **573** (1), 366 (2002). DOI:10.1086/340554
44. A. Muzzin, H. K. C. Yee, P. B. Hall, and H. Lin, *Astrophys. J.* **663** (1), 150 (2007). DOI:10.1086/518229
45. L. Olmi and L. Testi, *Astron. and Astrophys.* **392**, 1053 (2002). DOI:10.1051/0004-6361:20020959
46. G. Parmentier and S. Pfalzner, *Astron. and Astrophys.* **549**, id. A132 (2013). DOI:10.1051/0004-6361/201219648
47. A. E. Piskunov, N. V. Kharchenko, E. Schilbach, et al., *Astron. and Astrophys.* **487** (2), 557 (2008). DOI:10.1051/0004-6361:200809505
48. K. Rines and A. Diaferio, *Astron. J.* **132** (3), 1275 (2006). DOI:10.1086/506017
49. S. Schindler, B. Binggeli, and H. Böhringer, *Astron. and Astrophys.* **343**, 420 (1999). DOI:10.48550/arXiv.astro-ph/9811464
50. F. Schuller, K. M. Menten, Y. Contreras, et al., *Astron. and Astrophys.* **504** (2), 415 (2009). DOI:10.1051/0004-6361/200811568

51. B. Shukirgaliyev, G. Parmentier, P. Berczik, and A. Just, *Astron. and Astrophys.* **605**, id. A119 (2017). DOI:10.1051/0004-6361/201730607
52. B. Shukirgaliyev, G. Parmentier, A. Just, and P. Berczik, *Astrophys. J.* **863** (2), article id. 171 (2018). DOI:10.3847/1538-4357/aad3bf
53. S. Silich, J. Turner, J. Mackey, and S. Martínez-González, *Astrophys. J.* **944** (2), id. L32 (2023). DOI:10.3847/2041-8213/acb687
54. M. F. Skrutskie, R. M. Cutri, R. Stiening, et al., *Astron. J.* **131** (2), 1163 (2006). DOI:10.1086/498708
55. L. Wang, P. Kroupa, and T. Jerabkova, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **484** (2), 1843 (2019). DOI:10.1093/mnras/stac2420
56. M. R. A. Wells, J. S. Urquhart, T. J. T. Moore, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **516** (3), 4245 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac2420
57. B. A. Wilking and C. J. Lada, *Astrophys. J.* **274**, 698 (1983). DOI:10.1086/161482

On Estimating the Masses of Star Clusters Embedded in Clouds of Interstellar Gas and Dust

V. M. Danilov

¹Kourovka Astronomical Observatory named after K. A. Barkhatova, Ural Federal University named after the first President of Russia B. N. Yeltsin, Yekaterinburg, 620000 Russia

In the article, a method is developed for estimating the dynamic masses of the stellar and gaseous components of cluster-cloud systems under conditions of non-isolation and significant non-stationarity of stellar and gaseous subsystems in a regular field. A number of estimates of the dynamic masses of the stellar and gaseous components of the system are made without using the virial theorem for zero and positive values of the total energies E of the system as a whole and E_2 of its gaseous subsystem. The well-known estimates of the free-fall time τ_{ff} for fragments in the force field of a sphere of uniform and inhomogeneous density sphere simulating a system of gas and stars are refined. The estimates of the τ_{ff} quantities are supplemented by estimates of the radial velocities v_r of the fragments in such systems. A number of relations between the parameters of the stellar and gaseous subsystems in the considered models of embedded clusters are obtained. It is shown that instead of one virial coefficient to describe the system, it is necessary to use three coefficients, the formulas for which are given. The relations make it possible to estimate the dynamic masses of non-isolated and non-stationary subsystems from data on the structural-dynamic characteristics of an embedded cluster. It is shown that the ratio $\bar{v}_{c,1}^2/\sigma_{1,v}^2 > 4$, where $\sigma_{1,v}^2$ is the mean square of the velocities of the stellar subsystem in the case of its virial equilibrium, and $\bar{v}_{c,1}^2$ is the mean square of the critical velocities of the stars in this subsystem. It is shown that embedded clusters with parameters $x = R_1/R_2$ and $\mu = M_1/M_2$ have maximum values $\bar{v}_{c,1}^2/\sigma_{1,v}^2$ along some curve in the (x, μ) space (M_i and R_i are the mass and radius of the i -th subsystem). The embedded clusters with parameters (x, μ) close to this curve are the least susceptible to destruction space relaxation processes. It is shown that, depending on the initial energies E and E_2 , the masses of a subsystem of stars in an embedded cluster can be much smaller than the virial masses of this subsystem. This result is also of particular interest for estimating the dynamic masses of galaxy clusters. It is noted that an increase in the degree of non-stationarity of the considered models of embedded clusters leads to a decrease in the periods of oscillations of the stellar subsystem.

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