

ОБРАЗОВАНИЕ ЗВЕЗДНЫХ ПОТОКОВ В ХОДЕ РАСПАДА ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ, ОБ АССОЦИАЦИЙ И СПУТНИКОВ ГАЛАКТИК

© 2020 г. А. В. Тутуков¹, М. Д. Сизова^{1,*}, С. В. Верещагин¹

¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: sizova@inasan.ru

Поступила в редакцию 08.05.2020 г.

После доработки 18.05.2020 г.

Принята к публикации 30.05.2020 г.

Представлен сценарий эволюции ОБ ассоциаций и звездных скоплений от образования до распада, в ходе которого они превращаются в звездные потоки, движущиеся в диске, и звездные “кольца” вокруг галактического центра. Сценарий включает также образование звездных потоков путем поглощения галактиками своих спутников – карликовых галактик. Построены простейшие пространственно-кинематические модели эволюции. Показано, что в рамках рассмотренных моделей появляются звездные структуры, сходные с наблюдаемыми звездными потоками.

DOI: 10.31857/S0004629920100102

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение физики и эволюции звездных скоплений принадлежит к числу основных направлений звездной астрономии. За последние сто лет этой проблеме было посвящено более 10 тыс. статей. В настоящее время результаты работ, выполненных в этом направлении, ежегодно представляются примерно в 500 статьях, ADS (Astrophysics Data System, http://adsabs.harvard.edu/ads_abstracts.html). Есть несколько причин, вызывающих постоянный и активный интерес астрономов к исследованию статистики, физики и эволюции звездных скоплений. Исследование скоплений разных возрастов позволило превратить эти астрономические объекты в эффективный и во многом незаменимый инструмент для исследования эволюции звезд и галактик. Изучение движений звезд в скоплениях и движения самих скоплений в Галактике стало основой для изучения распределения массы в галактиках и скоплениях.

История изучения звездных скоплений составляет существенную часть истории самой астрономии. Так, еще Демокрит и Анаксагор определили светлые пятна на небе как плотные группы звезд, которые в то время были неразличимы невооруженным глазом. Введение Галилеем телескопа в астрономическую практику позволило Мессье (1781) [1] и В. Гершелю (1786) [2] приступить к созданию первых каталогов, включающих звездные скопления. Растущая точность наблюдательной техники сделала доступной астрометрическую оценку расстояний до близких звезд

(Дж. Гершель, 1815 [3]) и со временем позволила обновить данные о звездных скоплениях (Дрейер, 1888 [4]). Уже в конце XIX века было понятно, что распад звездных скоплений приводит к появлению звездных потоков в Галактике (Проктор, 1869 [5]). Обнаружены такие потоки были позже, исследованию их свойств в настоящее время, как мы увидим ниже, уделяется большое внимание.

В начале XX века предметами активного изучения стали функция светимости (Флеминг, 1904 [6]) и динамика звезд в скоплениях [7, 8]. В 1930-х годах стало возможным оценивать массы звездных скоплений на основе спектроскопии входящих в их состав звезд (Шепли, 1930 [9]). Чандрасекар (1913) показал в [10], что гравитационно связанные скопления неустойчивы, а их звезды в результате парных взаимодействий “испаряются” со временем, покидая свои скопления.

Исследование звездных скоплений имело решающую роль в становлении основных представлений о звездной эволюции. Диаграмма Герцшпрунга–Рассела оказалась надежным и удобным инструментом для установления возраста скоплений и понимания их эволюции. Была доказана роль ядерных реакций в качестве источника энергии звезд (например, Эддингтон, 1920 [11]), что в свою очередь позволило построить первые модели Солнца (Гамов, 1938 [12], Шварцшильд, 1943 [13]) и других звезд (Бонди и Бонди [14]). Изучение различных источников ядерной энергии внутри звезд привело к установлению физически обусловленной картины звездной эволю-

ции, определяемой их массой. “Свеча” главной последовательности рассеянных звездных скоплений остается до настоящего времени надежной мерой их возраста, а также возраста галактик и самой Вселенной (Цвикки, 1960 [15]).

Интересна история вопроса о возникновении и эволюции звездных скоплений и их включающих ОВ ассоциаций. Идея о непрерывном звездообразовании в Галактике была предложена В. Гершелем [16]. Представление о гравитационной неустойчивости Джинса (1902) [17] как причины образования звезд с обнаружением гигантских облаков молекулярного водорода легко обобщалось на образование скоплений, ОВ ассоциаций и галактик (Хойл, 1953 [18]). Блау (1946) [19] составил полный на то время каталог радиальных и тангенциальных скоростей массивных звезд в близких областях звездообразования. В итоге он пришел к выводу о нестабильности в зонах звездообразования. Пространственные размеры таких систем составляют несколько сотен парсек. В.А. Амбарцумян в 1951 г., изучая скорости молодых звезд в ОВ ассоциациях, нашел их гравитационно неустойчивыми. Это противоречило простым представлениям о гравитационной неустойчивости системы с начальной отрицательной энергией как причине возникновения ОВ ассоциаций. Для объяснения очевидного противоречия со сценарием гравитационной неустойчивости Амбарцумян предположил, что звезды и ОВ ассоциации подобно нашей Вселенной образуются за счет распада неких сверхплотных D-тел. Следует отметить, что такие явления, как D-тела (Амбарцумян, 1951 [20]), темная материя (Цвикки, 1953 [21]), темная энергия (Перлмуттер и др., 1999 [22]) появлялись в астрофизике в тех случаях, когда текущие представления не позволяли понять новое явление. В основе перечисленных трех случаев лежали впоследствии разрешенные парадоксы оценок пространственных скоростей, масс галактик и яркостей сверхновых первого типа.

В настоящей статье предлагается сценарий для решения парадокса распадающихся ОВ ассоциаций и скоплений в рамках кинематики в галактическом диске. Для иллюстрации сценария в конце статьи мы привели результаты численных расчетов, иллюстрирующих эволюцию рассмотренных звездных систем в рамках простой модели, а также включили построенные нами распределения наблюдаемой звездной плотности в скоплении IC 2391.

2. ОБРАЗОВАНИЕ ПРОТОСКОПЛЕНИЙ

Образование ОВ ассоциаций в спиральных галактиках является примером разбиения галактического газового диска на гигантские облака с размерами порядка его толщины. В неправильных галактиках, в отсутствие синхронизирующих

звездообразование спиралей, разбиение газового диска происходит случайным образом, оправдывая их наименование. ОВ ассоциации и звездные скопления (тесно связанные звездные системы) располагаются иерархически: ассоциации включают скопления. Следовательно, их эволюция представляет единый процесс, к рассмотрению которого мы переходим. Рассмотрим простой критерий гравитационной неустойчивости кеплеровского газового диска. Для появления неустойчивости необходимо, чтобы плотность газа в диске превышала приливную плотность (m_g/R^3) этого диска, или $H/R < m_g/M$. Здесь H – толщина, R – радиус и m_g – масса газового диска, M – масса центрального объекта (Тоомре, 1964 [23]).

Процесс сжатия газового диска к плоскости Галактики (и увеличение плотности газа) обеспечивается охлаждением газа и Z-компонентом гравитационного поля Галактики. В сжимающемся турбулентном газе образуются протоскопления с массами (10^2 – 10^4) M_\odot и спектром масс $dN/dM \sim M^{-2}$ (Тутуков [24]). Характерная масса рассеянных скоплений нашей Галактики составляет от $300M_\odot$ до $3000M_\odot$ (Труильо-Гомез и др. [25]).

Важно отметить, что эффективность превращения газа в звезды не превышает 30% (Лада и Лада [26]), поэтому его потеря вследствие истечения, вызванного ионизацией водорода, приводит к потере звезд и распаду ~90% скоплений за время ~ 10^5 лет (Тутуков, 1978 [27], Лада и Лада, 2003 [26]). Найдем максимальную массу скопления, позволяющую ему выжить и не подвергнуться полному распаду. Характерное соотношение между радиусом скопления и его массой получено в [24]:

$$M_{cl} = 0.2R^2, \quad (1)$$

где M_{cl} – масса (в граммах) и R – радиус скопления (в см).

Используя (1), найдем, что характерная скорость звезд в образующихся скоплениях приблизительно равна $v \approx 3 \times 10^4 (M_{cl}/M_\odot)^{1/4}$ см/с. Это означает, что скопления с массой, меньшей $\sim 10^6 M_\odot$, после потери ими газа распадаются, ибо скорость расширения зоны ионизованного водорода выше характерной скорости звезд скопления. Таким образом, той самой искомой граничной оценкой является значение массы $10^6 M_\odot$. Указанная величина массы отделяет скопления как объекты с однократной вспышкой звездообразования от карликовых галактик и от ядер галактик. У последних гравитационный потенциал достаточен для удержания ионизованного водорода, который рекомбинирует и идет на продолжение процесса звездообразования. Наблюдаемая корреляция яркости с размерами звездных

систем подтверждает указанное положение о существовании границы по величине массы между скоплениями (с однократным актом звездообразования) и галактиками с непрерывным процессом звездообразования (Симон [28]).

На фронте спиральной волны в спиральных галактиках или случайным образом в неправильных галактиках газовая составляющая делится на фрагменты с размерами несколько сот парсек и массой $\sim(10^5-10^6)M_{\odot}$. Процесс охлаждения газа приводит к его фрагментации. Так, в результате последовательной фрагментации возникают протоскопления с характерными массами $\sim 10^3 M_{\odot}$. Потеря газа молодыми скоплениями за счет влияния звездного ветра от зон ионизованного водорода приводит к распаду $\sim 90\%$ образовавшихся молодых скоплений (Тутуков [27], Крумолец и МакКии [29]). В итоге ОВ ассоциация заполняется молодыми звездами. Отсутствие гравитационной связанности ОВ ассоциации приводит к ее рассеянию в направлении орбитального движения вокруг центра галактики. Со временем возникает мощный звездный поток, состоящий из звезд поля ассоциации и потоков выживших звездных скоплений. Эволюция этого потока приводит за время $\sim 10^9$ лет к его замыканию в кольцо вокруг центра галактики. Длина звездного потока – продукта распада ОВ ассоциации – при дисперсии скоростей ~ 30 км/с (Ибанк [30]) составит $\sim 60 t_6$ пк, где t_6 – возраст ассоциации в млн. лет (рис. 1).

На рис. 1 представлены все ступени эволюции скоплений (левая ветвь) и ОВ ассоциаций (правая ветвь). Обратимся к верхней части рис. 1, где первые четыре ступени иллюстрируют представленные выше процессы эволюции от зарождения двух ветвей эволюции, затем начало фрагментации на первой ступени и далее звездообразование, потеря газа, распад большинства скоплений, зарождение звездных потоков. Как мы увидим далее (рис. 2), ассоциация, постепенно расширяясь вдоль орбиты, успевает за время жизни Галактики замкнуться в кольцо вокруг галактического центра. Для скопления этого времени недостаточно, и оно достигает лишь стадии звездного потока. Звездные скопления являются основными местами образования звезд в галактиках, причем после удаления газа зонами ионизованного водорода остается только несколько процентов гравитационно связанных скоплений (Тутуков [27], Крупа [31]). Распавшиеся скопления заполняют объем звездами, наследующими основные параметры исходных гигантских молекулярных облаков. ОВ ассоциации не связаны гравитационно, поэтому приливные силы Галактики со временем искажают их форму за период порядка кеплеровского времени на уровне орбиты ассоциации в Галактике. Этот процесс численно промоделиро-

ван нами с помощью простой модели (рис. 2). Таким образом, приливные силы определяют эволюцию формы ОВ ассоциации, искажая ее и со временем превращая в постепенно растягивающийся на гигантские расстояния (~ 50 кпк) звездный поток.

3. РАСПАД ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Задача распада со временем звездных скоплений как системы гравитирующих точек с отрицательной общей энергией была впервые рассмотрена Эддингтоном [7]. Следует отметить, что в полном виде, без существенных упрощений, она может быть решена только численно, причем решение будет зависеть от целого ряда не вполне определенных параметров. Суть решения может быть понята на основе простой модели сферической системы гравитационно связанных N точек одинаковой массы m с радиусом системы R . Исходная равновесность системы позволяет оценить характерную скорость точек $v = \sqrt{GNm/R}$, здесь и далее G – постоянная гравитации. Близкие прохождения точек изменяют их скорости. Для изменения скорости на величину порядка скорости ухода необходимо их сближение на расстояние $r \sim Gm/v^2$. Характерное время T , необходимое звездам скопления на такое сближение, равно

$$T = T_k N, \quad (2)$$

где $T_k = R^{3/2}/\sqrt{GNm}$.

Принимая для величины радиуса скопления формулу $R \approx 2(Nm)^{1/2}$, как следует из (1) [21], найдем, что характерное время их испарения $T \approx 3 \times 10^4 N^{5/4}$ лет. Для скоплений можно принять $N \approx 10^3$, тогда время их диссипации оказывается порядка 10^8 лет, что подтверждается наблюдательными оценками Гиелес и Баумгарт [32].

Одновременно становится ясной причина устойчивости массивных шаровых скоплений с массами $(10^5-10^6)M_{\odot}$. Известно, что время жизни звездных скоплений растет пропорционально их массе. Из (2) следует, что время “испарения” скоплений с массами более $\sim 3 \times 10^4 M_{\odot}$ превысит хаббловское время. Поэтому галактические скопления, пережившие начальную потерю газового компонента, остаются в ней “навсегда”. Испарение звездных скоплений малой массы приводит к тому, что спектр их масс со временем меняется за счет уменьшения числа скоплений малой массы. Большая скорость испарения скоплений за счет парных сближений звезд не должна удивлять, ибо энергия связи скоплений мала. Простая оценка показывает, что при $R \sim 2 M^{1/2}$ (формула (1)) энергия связи скопления, состоящего из N звезд солнечной массы, равна энергии связи двух звезд

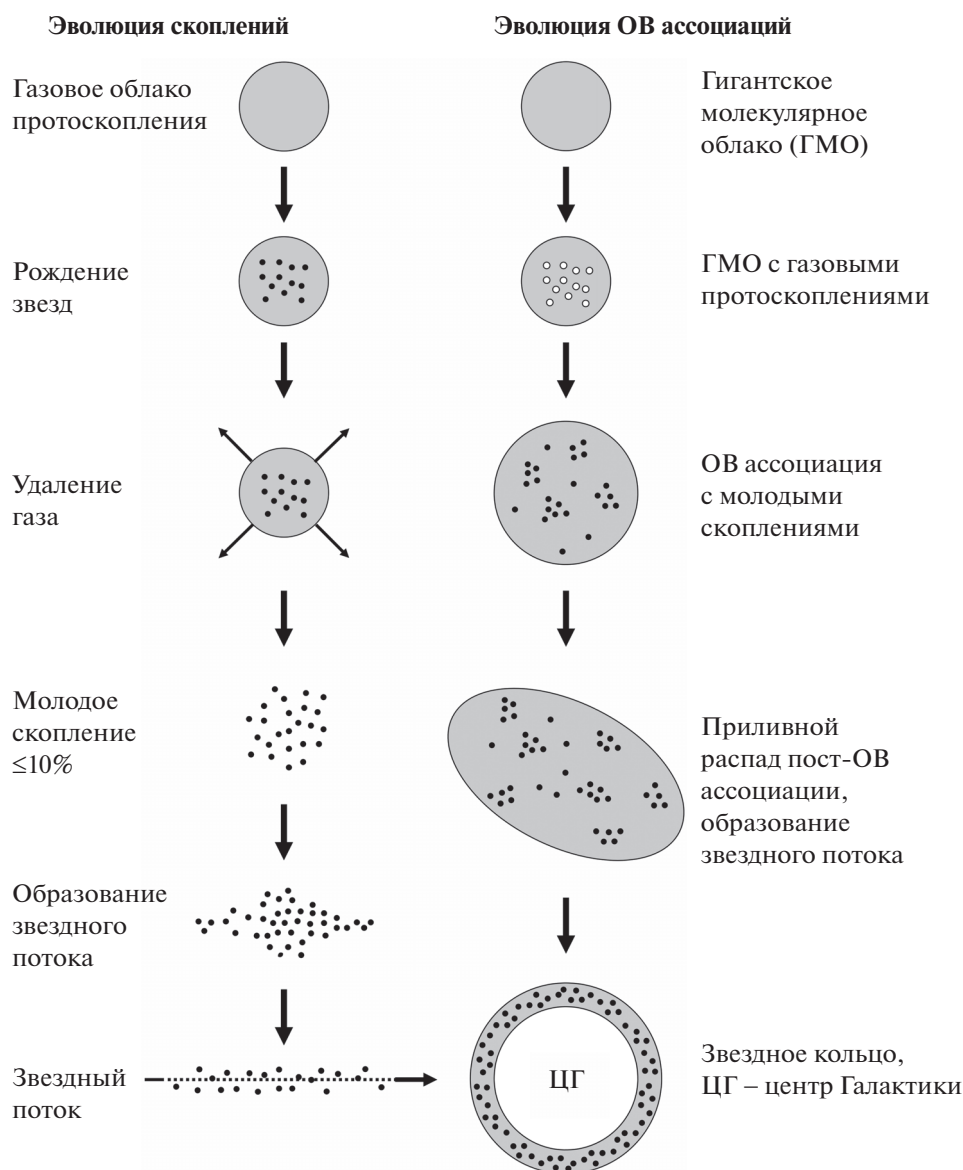


Рис. 1. Сценарий эволюции звездных скоплений (левая ветка) и ОБ ассоциаций (правая ветка). Показаны последовательные стадии эволюции. Точками схематично обозначена звездная составляющая, группами точек – скопления, полыми кружками – протоскопления. Серым цветом показано присутствие газа в системе.

солнечной массы на круговой орбите с полуосью $\sim 10^6 N^{-3/2} R_{\odot}$, где R_{\odot} – значение солнечного радиуса. Выходит так, что одна контактная пара таких звезд имеет энергию, равную энергии скопления с массой $\sim 5 \times 10^3 M_{\odot}$. В итоге ясно, что двойные звезды могут принимать активное участие в испарении звезд скопления и придания некоторым из испаряемых звезд больших пространственных скоростей, достигающих нескольких сот километров в секунду.

На рис. 1 эта стадия показана на третьей ступени эволюции ОБ ассоциаций, в которых, как видим, остаются выжившие скопления, многие из

которых наблюдаются в нынешний период времени.

4. ЗВЕЗДНЫЕ ПОТОКИ

4.1. Типы потоков

Перейдем к нижним ступеням сценария эволюции на рис. 1 – зарождению и эволюции звездных потоков. Астрономы давно обратили внимание на звездные потоки. Это направление началось с обсуждения Каптейном в 1911 г. реальности звездных цепочек, выделяющихся на небесной сфере [33]. Через несколько лет была предложена новая модель их образования как продукта распа-

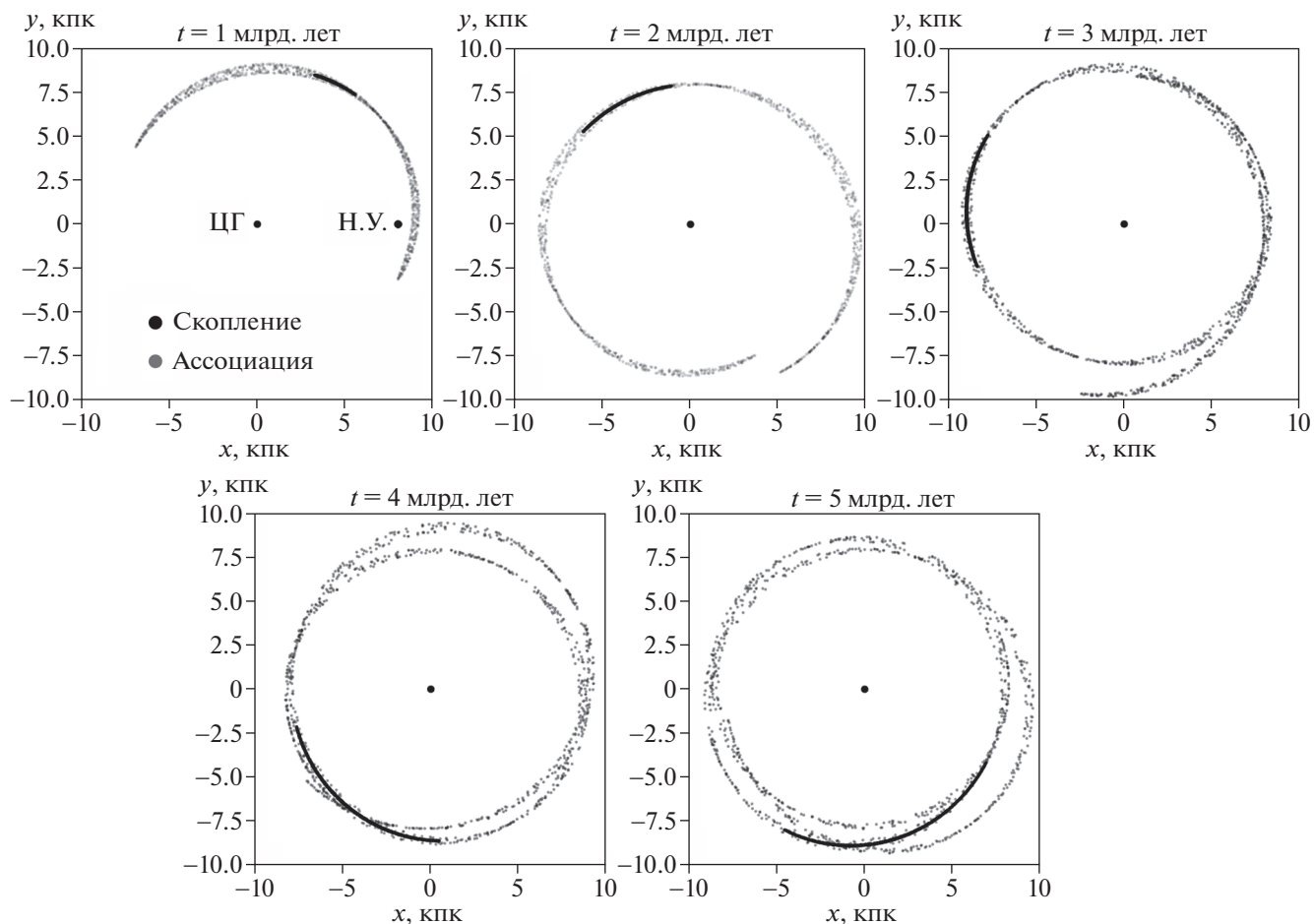


Рис. 2. Эволюция облака, состоящего из 1000 точек, в проекции на плоскость галактического диска XY (использована прямоугольная галактическая система координат). В ОВ ассоциации серые точки представляют звездные скопления. Начальное положение облака обозначено подписью Н.У. (начальные условия). В звездном скоплении черные точки представляют звезды. Вверху каждой панели подписано время эволюции.

да звездных систем в результате парных взаимодействий (Джинс, 1916 [34]). Поучителен комментарий, которым Джинс сопроводил описание своей простой модели: “It would be absurd to imagine that the complex phenomena of our universe could be entirely explained in terms of simple conceptions such as these, but it is perhaps worth investigating whether some of its features may not admit of explanation in this way”. Линдبلاد (1921) [35] поддержал простую модель Джинса, а Чандрасекар (1942) в [36] объяснил равенство дисперсий радиальных и полярных скоростей звезд потока симметрией их исходных скоростей.

В [37] Огородников и Латышев (1968) обратили внимание на корреляцию параметров около-солнечного звездного потока с положением и с параметрами близких звездных скоплений. Эгген [38] показал, что звездные потоки содержат значительную часть звезд галактического диска.

Изучение “испарения” звездных скоплений в ходе их квазистационарной эволюции, ведущее к

появлению “звездных хвостов” и приливного разрушения карликовых галактик в поле гравитации массивных соседей, стало популярным в последнее время. Частичное или полное разрушение скоплений и галактик ведет к появлению звездных потоков. Эти исследования стимулируются повышением точности радиальных скоростей слабых звезд и фотометрической чувствительности современных изображений галактик, что позволяет отследить звездные потоки даже далеко на окраинах галактик.

Чумак и Расторгуев (2006, 2008) [39, 40] построили модели образования “звездных хвостов” Плеяд, Гиад и ряда других скоплений вследствие испарения их звезд в ходе взаимодействия звезд этих скоплений между собой. Анализ потока Palomar 5 показал отсутствие значимых неоднородностей в нем, что отвечало квазистационарности “испарения” звезд (Ибата (2016) [41]). Распад шаровых скоплений под действием приливов был исследован в работе Бозе (2018) [42], а его за-

висимость от массы скопления — в Балбинот (2018) [43] и Гиелес (2018) [44]. Особенно интересным оказалось исследование звездного скопления ω Центавра (NGC 5139), отмеченного плотным и длинным “звездным хвостом” (Ибата (2019) [45]), ибо изучение химического состава его звезд показало, что это скопление является плотным ядром карликовой галактики, поглощенной и разрушенной в свое время гравитационным полем нашей Галактики. Другой популярный пример разрушения Галактического спутника — поток в Стрельце, детальное исследование звезд которого показало, что звездообразование в нем закончилось несколько миллиардов лет назад (де Боер и др. (2015) [46]). Показательным примером приливного разрушения маломассивного спутника является галактика NGC 5387 с массой $\sim 1.1 \times 10^{11} M_{\odot}$ (Беатон и др. (2014) [47]). Разрушенный спутник с массой $\sim 4 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ превратился в плотное яркое кольцо вокруг центра галактики NGC 5387.

Морисон и Ольжевски [48] в поисках путей образования звездного гало галактик нашли, что звездные потоки могли принять активное участие в их формировании. Приливное разрушение спутников Галактики было принято в качестве причины появления звездных потоков в гало. Позднее Юн и др. [49] было показано, что звездные потоки неоднородны, что было естественно приписать неоднородности разрушенных приливами спутников Галактики. Моделирование разрушения галактик малой массы в поле гравитации массивных галактик подтвердило эти ожидания (Наик и др. [50]). В результате в астрофизике утвердились звездные потоки этих двух семейств. Потоки в диске являются вероятными продуктами распада большинства звездных скоплений (нижние ступени ветви эволюции на рис. 1) и ОВ ассоциаций (правая ветвь на рис. 1). Второе семейство — это потоки в гало Галактики, которые, как мы сейчас увидим, являются продуктами распада ее спутников. Результаты расчетов, иллюстрирующие это семейство, приведены в разделе 5.

4.2. Структура галактических гало и потоки, порожденные спутниками галактик

Рассмотрим современную версию, объясняющую природу галактического гало. Звездное гало галактик является совместным продуктом ранних сфероидальных стадий их эволюции и поглощения близких спутников меньшей массы (Круийсен и др. [51]). Последний процесс сейчас привлекает повышенное внимание (Фаттах и др. [52], Болтрини и др. [53]). В последнее время детальное изучение структур низкой поверхностной яркости, расположенных в окрестностях галактик, позволило наряду с давно хорошо известными

звездными потоками типа Sagittarius Stream (Антойя и др. [54], Ибата и др. [55]) найти подобные потоки около других близких галактик, например, NGC 5907 (Алаби и др. [56]) и МКп 938 (Афанасьев и др., 2020 [57]). Интересно, что в потоке, окаймляющем NGC 5907, удалось идентифицировать несколько шаровых скоплений, принадлежавших ранее разрушенному приливным влиянием спутнику. Длина этого потока составляет несколько десятков килопарсек. В результате детального исследования окрестностей нашей Галактики Роеблер и др. [58] были обнаружены около ста спутников в зоне с радиусом около 100 кпк. Очевидно, что часть близких спутников была ранее поглощена Млечным Путем. Недавние акты поглощения отмечены звездными потоками, а итоговым результатом этого процесса является звездное гало Галактики, заметная часть звезд которого вращается в направлении, обратном ее вращению (Крюгель и Тукуков [59]). Вероятно, следует признать, что такой механизм образования звездного гало массивных галактик является обычным для них.

Итогом распада ОВ ассоциаций в диске нашей Галактики и спутников малой массы в ее гало является появление в окрестностях Солнца большого количества эллипсоидальных звездных структур, обнаруженных Ратзенбок и др. [60] и хорошо выделенных звездных потоков различной длины (Рилей и Стригари [61], Ибата и др. [62], Аракелян и др. [63]). Некоторые из этих потоков демонстрируют заметную структуру, параметрически привязанную к известным скоплениям, Ибанкс [30]. В конечном итоге наблюдаемое звездное поле диска и гало нашей и других галактик является суммой звездных потоков разного возраста, образованных в результате распада ОВ ассоциаций и разрушения близких спутников галактик (Дункан [64], Ратклифф и др. [65]).

Рассмотрим условия распада галактики-спутника с массой m и радиусом r (напомним, что $m = 0.2r^2$ (формула (1)) в поле гравитации массивной галактики с плоской кривой вращения, массой галактики M и радиусом R . Примем, что приливной распад начинается при погружении спутника в галактику на расстояние, где его плотность становится равной средней плотности ядра массивной галактики. Простые преобразования демонстрируют, что условие начала разрушения выполняется при $M_R/M < (m/M)^{1/4}$, где M_R — масса ядра массивной галактики со средней плотностью, равной плотности спутника. При сохранении соотношения (1) спутники малой массы могут, не разрушившись, проникнуть глубоко в область ядра галактики. Ясно, что спутники меньшей средней плотности (низкой поверхностной яркости) будут разрушены еще на периферии массивной галактики. Это объясняет

причины “выживания” шаровых скоплений в наблюдаемых звездных потоках нашей и других галактик (Алаби и др. [56]).

Важно подчеркнуть, что некоторые из шаровых скоплений, демонстрирующих неоднократное звездообразование в них (Саларис и др. [66]), являются фактически плотными ядрами карликовых галактик, разрушенных при слияниях с нашей Галактикой. Например, ω Cen является не шаровым скоплением, а ядром карликовой галактики, как показано Ибата и др. [64]. Отметим, что неоднократные вспышки звездообразования в плотных ядрах галактик, вероятно, обычные явления (Крюгель и Тутуков [59]). Отличие их от шаровых скоплений с однократной вспышкой звездообразования при коллапсе исходного молекулярного облака состоит в том, что вторая вспышка очищает скопление от исходного газа. Часть шаровых скоплений нашей Галактики возникли в ее спутниках и, пережив разрушение родительских галактик, стали членами гало Галактики.

Рассмотрим эффект “обратного” пространственного вращения звездного населения гало. Результатом поглощения массивными галактиками их близких спутников малой массы является наблюдаемое ретроградное вращение заметной доли звезд гало Галактики (Коппельман и др. [68]) и, вероятно, других галактик. В рамках простой модели оценим время торможения точечного объекта с массой m в поле тяготения массивной галактики с массой M и плоской кривой вращения. Кривая вращения задает распределение гравитирующего вещества в галактике: $M_R = v^2 R/G$, где M_R – масса галактики в пределах радиуса R , v – скорость вращения. Время приливного торможения объекта с массой m равно $\tau_{fr} = v^3/(G^2 \rho m)$, где $\rho = M_R/R^3$ – локальная средняя плотность галактики. Тогда скорость равна $v = \sqrt{GM_0/R_0}$, где M_0 и R_0 – полная масса и радиус галактики. В итоге, для времени торможения справедливо выражение $\tau_{fr} = \tau_k (M_R/M_0)^2 M_0/m$, $\tau_k = 10^8 (M/10^{11} M_\odot)$ лет. Из последнего выражения ясна роль различных факторов в торможении спутника: торможение ускоряется с погружением спутника в недра и с увеличением массы спутника. При этом ясно, что шаровые скопления с массой $(10^5 - 10^6) M_\odot$ остаются на хаббловское время в балджах своих галактик.

4.3. Необычные потоки, влияние галактик друг на друга

Среди возможных причин появления звездных потоков в скоплениях галактик нужно отметить столкновения галактик в плотных ядрах

скоплений. Имеются в виду столкновения богатых газовым компонентом галактик с пространственными скоростями на их краю выше параболических: $\sim 300 (M/10^{11} M_\odot)^{1/4}$ км/с [24]. Столкновения ведут к потере такими галактиками газового компонента с возможным звездообразованием в процессе их слияния (Тутуков и др. [69]). Если масса газового компонента в галактике превышала половину общей массы, то распад ее звездного компонента приводит к возникновению гигантского звездного потока в направлении вдоль орбиты галактики. Кроме того, при выполнении условий звездообразования в газе в области слияния вновь образованная галактика может оказаться неустойчивой и образовать в итоге свой поток звезд. Надежная идентификация таких потоков ввиду их очевидно низкой пространственной плотности пока отсутствует. На ранних стадиях расширения звездных дисков они могут проявлять себя как галактики низкой поверхностной яркости (Кавирай [70]). Поиску гигантских звездных потоков в скоплениях галактик, не связанных с конкретными галактиками, стоит уделить особое внимание, опираясь на остающиеся шаровые звездные скопления. Эти потоки питают звездный компонент скопления, равномерно занимающий его объем.

5. ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ АССОЦИАЦИЙ И ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Чтобы наглядно представить эволюцию звездных скоплений и ОВ ассоциаций, мы использовали простую модель облака $N = 1000$ звезд (скоплений) – точек. Начальное положение облака задается также в точке (считаем, что звезды гравитационно друг с другом не взаимодействуют). Далее происходит движение облака по орбите вокруг центра Галактики (ЦГ), при этом входящие в состав облака точечные объекты движутся с различными скоростями. В исходных данных направления векторов пространственных скоростей точек, составляющих облако, равномерно распределены по углам, полностью охватывая небесную сферу. Облако может выполнять роль звездного скопления или ассоциации в зависимости от выбора начальных значений пространственных скоростей точек. Иными словами, величина модуля пространственной скорости определяет тип рассматриваемой системы. В случае звездного скопления это звезды, пространственные скорости которых берутся равными 1 км/с. В случае ОВ ассоциации, состоящей уже из 1000 скоплений, пространственные скорости берутся равными 10 км/с для каждого из скоплений. Таким образом, задавая начальные координаты и компоненты пространственной скорости каждой точки, мы рассмотрели эволюцию облака, движущегося в галактическом диске вокруг ЦГ. Ре-

зультаты представлены на рис. 2. Для расчетов параметров орбиты и интегрирования движения в пространстве использовался пакет *galpy* [71], написанный для языка программирования Python.

Использован приближенный к реальности классический потенциал Млечного Пути (*MWPotential2014* [71]), наилучшим образом воспроизводящий наблюдаемую кривую вращения Галактики. Это осесимметричный потенциал, где Галактика представлена трехкомпонентной моделью, включающей гало с радиусом 16 кпк, диск и балдж. Плотность вещества в окрестностях Солнца принята равной $0.10 \pm 0.01 M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$. В суммарный потенциал включены потенциал дисковой и сферической (гало) составляющей Галактики: балджа и диска, описанного выражениями Миямото-Нагаи [72], и сферически-симметричного пространственного распределения плотности темной материи в гало, описанное Наварро-Френком-Уайтом [73].

Мы использовали стандартную модель, в которой принято, что Солнце расположено на расстоянии $R_0 = 8$ кпк от центра Галактики, скорость вращения диска здесь составляет $V_0 = 220$ км/с. Стоит отметить, что значение величины R_0 определялось в десятках публикаций, авторы которых нашли обоснованные значения в пределах 7.4–8.7 кпк. Малкин [74] исследовал “эффект присоединения к большинству”, который проявляется в селекции по близости к опубликованным ранее и ожидаемым результатам. Никаких тенденций не выявлено. Оказалось, практически невозможно выбрать наиболее значимое значение R_0 , отличное от использованного нами на указанном интервале. Необходимо отметить, что последние исследования дают значения $V_0 = 232.8 \pm 3$ км/с [75] и $R_0 = 8.178 \pm 0.013$ кпк [76]. В наших расчетах мы использовали приведенные выше стандартные значения этих параметров, заданные в [71]. Последние несколько отличаются от рекомендованных на сегодня значений, но, как показала проверка, влияние приведенных выше отличающихся значений R_0 и V_0 на наши результаты пренебрежимо мало.

Результаты расчетов для звездного скопления и ОВ ассоциации, представленные на рис. 2, выполнены на интервале от 0 до 5 млрд. лет. Как видим на рис. 2, в процессе движения облака постепенно растягиваются, слегка расширяясь и превращаясь в потоки. Процесс происходит благодаря принятому начальному равномерному разбросу направлений скоростей. Естественно, эффект растяжения значительнее там, где величина скорости больше, т.е. для ОВ ассоциации. Поскольку ассоциации, на начальном этапе состоящие из скоплений, быстро эволюционируют и распадаются, то на рис. 2 они состоят уже практически полностью из звезд. В ассоциации могут

оставаться единичные выжившие скопления. Напомним, что общий ход (сценарий) эволюции схематично показан на рис. 1. Система в целом совершает движение вокруг галактического центра со скоростью 220 км/с. Период обращения Солнца (Солнечной системы) вокруг центра Галактики (галактический год) составляет приблизительно 250 млн. лет. За период интегрирования, равный 5 млрд. лет, произошло приблизительно 20 оборотов вокруг ЦГ, как для скоплений, так и для ассоциаций. Этого нельзя сказать о величине растяжения этих систем вдоль орбиты. Как сказано в начале этого раздела, мы исходим из скорости, приблизительно равной 1 пк/млн. лет для скоплений и 10 пк/млн. лет для ОВ ассоциаций (легко показать с помощью подстановки соответствующих единиц измерения). Как видим на рис. 2, приблизительно за 1 млрд. лет ассоциация растянется на 20 кпк. Приблизительно за 2–2.5 млрд. лет ассоциация замыкается в кольцо (рис. 2). Примеры наблюдаемой сильно вытянутой пространственной формы (растяжения) рассеянных звездных скоплений можно найти в [77]. Мы провели свое небольшое исследование. На рис. 3 относительно молодое скопление IC 2391 претерпевает стадию распада. На рис. 3 размер скопления заметно увеличен в направлении движения вокруг галактического центра. Рисунок 3 построен по каталогу Постниковой и др. (2019) [77]. Рассеянное звездное скопление IC 2391 (MWSC 1529, omi Vel Cluster) – близкое (~ 145 пк [78, 79]) и молодое (возраст составляет $4\text{--}5 \times 10^7$ лет [80, 81]). Видно, что учет звезд в широком диапазоне значений вероятностей членства (приняв во внимание, в том числе, звезды, слабо связанные или полностью гравитационно не связанные со скоплением) приводит к тому, что скопление начинает растягиваться вдоль оси ординат. Иными словами, теряемые скоплением звезды пространственно растянуты вдоль направления вращения диска. Возможно, что эти звезды расположены в “звездных хвостах”, как показано на рис. 2 (в расчетах для скопления). Это свидетельство распада скопления, так как звезды нашего облака покидают скопления по всей сфере равномерно, а не через точки Лагранжа.

Как замечено Лодье и др. (2019) [82], хвосты скоплений могут иметь “странную” ориентацию, располагаясь не вдоль пространственной орбиты. Это, возможно, связано не только с отличиями орбит скоплений вокруг ЦГ от круговых, но и значительными по величине Z -амплитуды осцилляциями орбит. Более детально скопление IC 2391 с расчетами орбит рассмотрено в работе Постниковой и др. (2020) [83].

Детальные расчеты другой модели представлены в работе Чумака и Расторгуева (2006) [84]. Использовано допущение, что звезды, постепенно покидающие скопление, полностью теряют гра-

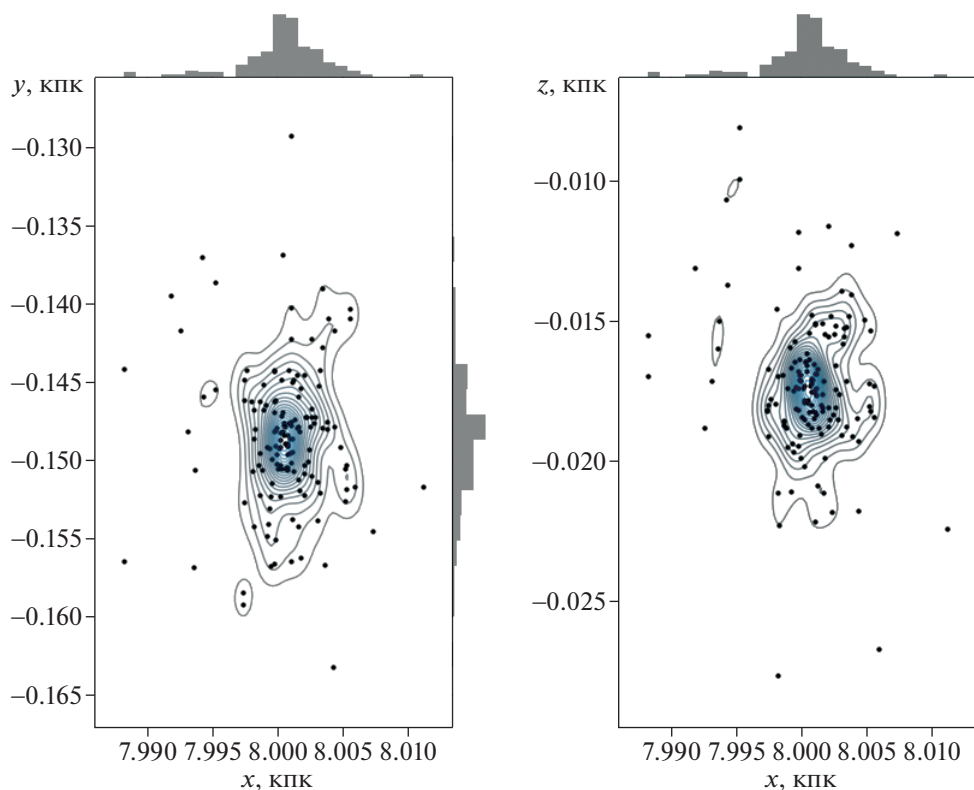


Рис. 3. Распад скопления IC 2391. Распределение звезд в галактической плоскости XY (левая панель) и XZ (правая панель). Показаны уровни равной плотности звезд. Сверху и справа показаны гистограммы распределения численности звезд вдоль соответствующей оси.

витационную связь со скоплением. Оставаясь на орбите, они образуют два шлейфа: позади и впереди скопления. Для расчетов авторы [84] использовали модификацию программы NBODY6 (Аарсет, 2003 [85]). Особенность модификации в том, что расчеты продолжались и после того, как звезда покинула скопление (где силы со стороны звезд скопления считались пренебрежимо малыми и учитывались только силы регулярного гравитационного поля Галактики). Варьировались начальная масса скопления и вириальный радиус. Учитывались процессы звездной эволюции, динамика двойных и кратных (отдельно). Внешнее гравитационное поле Галактики взято из Миамото и Нагаи (1975) [72]. Оказалось, что за 1.5 млрд. лет практически все звезды скопления уходят в шлейфы. Время разрушения шлейфа под действием молекулярных облаков составляет приблизительно 1 млрд. лет. Звезды шлейфа можно рассматривать как движущееся скопление.

Еще одна модель представлена в работе Харченко и др. (2009) [86]. В этой работе показано, что под влиянием приливных сил Галактики Скопление приобретает форму эллипсоида с большой осью, направленной приблизительно в сторону ЦГ. Это происходит классическим путем: существующий градиент силового поля при-

водит к разнице сил притяжения (относительно центра скопления имеются диаметрально противоположно направленные векторы силы, которые приближают к ЦГ ближнюю и отдаляют дальнюю части скопления). Согласно третьему закону Кеплера, система, скорее всего, еще немного поворачивается вокруг своей оси — дальние части скопления вынуждены двигаться быстрее по орбите, чтобы уравновесить центробежную силу, — скопление не разваливается. Звезды, покинувшие скопления, образуют “хвосты”, расположенные вдоль орбиты. Для расчетов в [86] использовалась программа N тел (fiGRAPE), галактический потенциал — из Миамото и Нагаи (1975) [69], учитывались времена жизни звезд, потеря массы звездами. Скопление превращается в эллипсоид, большая ось которого расположена под углом 30° – 40° к радиус-вектору на ЦГ. Изучены наблюдаемые параметры для 650 скоплений. Только для двух (БМ и Гиady) удалось построить 3D распределения, остальные рассмотрены как проекции на небесную сферу. Отметим, что эллипсоидальная пространственная форма скопления весьма вероятно определяется отсутствием сферической симметрии исходного газового облака.

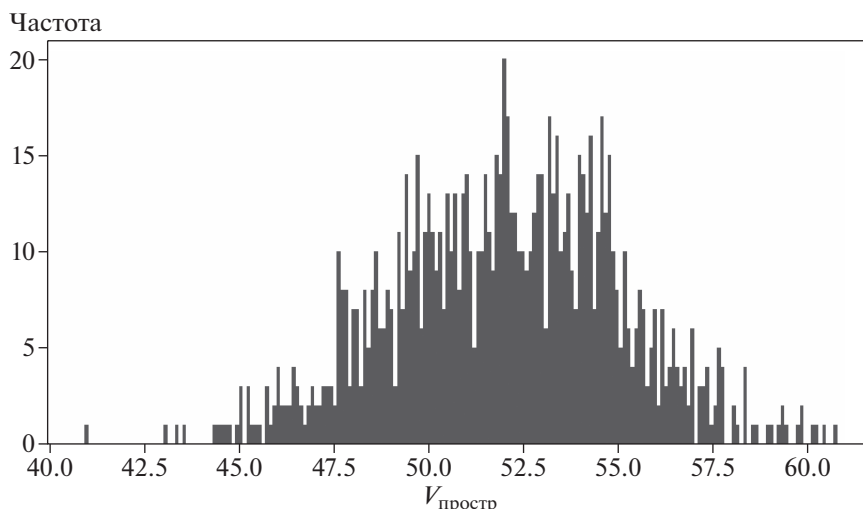


Рис. 4. Распределение пространственных скоростей в облаке OB ассоциаций спутника.

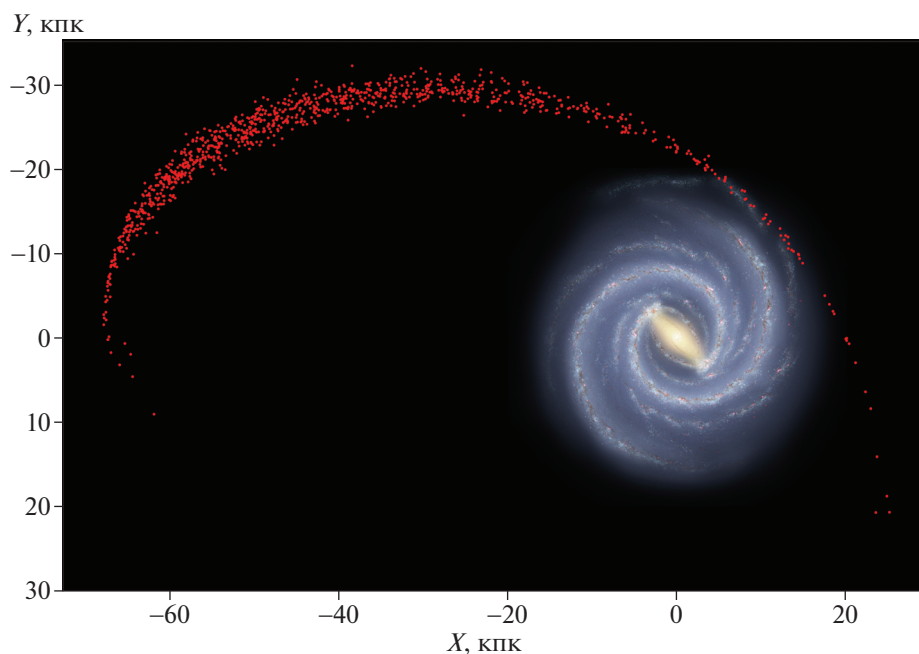


Рис. 5. Спутник галактики превращается в поток. Картина на момент времени эволюции, равный $t = 5$ млрд. лет. Расчеты выполнены нами (красные точки – распадающиеся звездные ассоциации ($N = 1000$)), рисунок галактики, предоставлен библиотекой для Python и galpy (URL = https://github.com/henrysky/milkyway_plot).

Представляет интерес применить нашу простую модель эволюции также и для спутника галактики. В рамках нашей модели спутник Галактики, состоящий из 1000 OB ассоциаций, движется в ее окрестности, задевая внешнее гало или даже проникая вглубь со скоростью ~ 250 км/с. Компоненты скорости распределены по закону, близкому к нормальному, с пиком на 51.5 км/с и разбросом в 3σ . Таким образом, пространственная скорость компонентов в составе спутника

принимает значения, показанные на рис. 4. Результаты расчетов движения спутника представлены на рис. 5. Использован классический потенциал Млечного Пути [71]. Мы видим движение, скорее всего, по сильно вытянутой орбите вокруг галактики. Хорошо виден момент проникновения во внешнюю часть гало, где спутник может наблюдаться как звездный поток в гало. Он может иметь направление скорости, ретроградное относительно вращения гало, о чем говорилось в раз-

деле 4. Расстояние орбиты облака от ЦГ в перигелии составляет 21 кпк. Расчеты выполнены на интервале до 5 млрд. лет. Видим, что, покинув галактику, спутник из эллипсоидальной системы постепенно превращается в поток размером приблизительно 30 кпк. Таким образом, представленные на рис. 5 результаты интегрирования простой модели — спутника, состоящего из 1000 скоплений и ассоциаций, — могут быть использованы для интерпретации данных наблюдений.

Наблюдаемый поток, схожий с полученным на рис. 5, порожденный спутником галактики NGC 5907, показан в работе Доккум и др. [87]. Полученная форма потока сравнима со звездным потоком в сталкивающихся галактиках на рисунке, приведенном в [87] (в центре спиральная галактика NGC 5907). Отметим, что в работе Шипп и др. [88], посвященной звездным потокам, открытым с помощью высокочувствительных детекторов, перечислены новые слабые звездные потоки, расположенные на расстояниях до 50 кпк от Солнца.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный сценарий эволюции скоплений и ОБ ассоциаций является синтезом современных результатов разных авторов и дает понимание одного из фундаментальных процессов в природе. На рис. 1 показан общий сценарий эволюции звездных скоплений и ОБ ассоциаций до хаббловского времени. Аналогичные процессы наблюдаются не только для скоплений, но и сталкивающихся галактик в скоплениях, Тутуков и др., 2011 [69]. Так, в ядрах скоплений галактик при столкновении галактики могут потерять газ и звезды. Подобный звездный хвост длиной 50 кпк обнаружен около галактики DDO 44, спутника NGC 2019 Карлин и др., 2019 [89]. Оставшийся без газа спутник распадается по той же схеме — действие приливных сил, постепенное вытягивание звездных потоков вдоль орбит вокруг центра скопления галактик с постепенным замыканием в кольца.

Добавим также, что, судя по результатам проекта Gaia, недалеко время, когда каждая звезда получит “генетическую карту”, в которой ее параметры будут отражены настолько подробно, что можно будет устанавливать ее “родственников” — звезд сестер и племянников из распавшихся скоплений, изначально входивших в состав одной и той же ОБ ассоциации! Пока мы вынуждены находить потоки и кольцевые структуры лишь по наблюдаемым областям с увеличенной звездной плотностью.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использована программа расчетов орбит в Галактике, созданная за многие годы Бови [68]. Мы благодарны за полезные советы Дж. Бови из Департамента астрономии и астрофизики Университета Торонто, в частности, об использовании пакета galpy. Авторы благодарят Г.Н. Дрёмову и Д.З. Вибе за полезные замечания и дополнения. Авторы благодарят рецензента за полезные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и DFG в рамках научного проекта № 20-52-12009. С.В. Верещагин и М.Д. Сизова благодарны РФФИ и DFG за поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ch. Messier*, *Connaissance des Temps ou des Mouvements Célestes*, p. 227–267 (1781).
2. *W. Herschel*, *Philosoph. Transactions Roy. Soc. of London* **76**, 457 (1786).
3. *J. F. W. Herschel*, *Abstracts of the Papers Printed in the Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, **2**, 274 (1815).
4. *J. Dreyer*, *Mem. Roy. Astron. Soc.* **49**, 1 (1888).
5. *R. Proctor*, *Proc. Roy. Soc. of London* **18**, 169 (1869).
6. *W. P. Fleming*, *Clusters and Faint Stars* (Harvard College Observatory observations, logs, instrument readings, and calculations, 23, 1904/1911).
7. *A. S. Eddington*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **71**, 43 (1910).
8. *J. Jeans*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **74**, 109 (1913).
9. *H. Shapley*, *Harvard College Observatory Bulletin* **874**, 4 (1930).
10. *S. Chandrasekhar*, *Astrophys. J.* **97**, 255 (1943).
11. *A. S. Eddington*, *Nature*. **106** (2653), 14 (1920).
12. *G. Gamow*, *Astrophys. J.* **87**, 206 (1938).
13. *M. Schwarzschild*, *Leaflets of the Astron. Soc. Pacif.* **5**, 400 (1949).
14. *C. M. Bondi and H. Bondi*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **111**, 397 (1951).
15. *F. Zwicky*, *Publ. Astron. Soc. of the Pacific*, **72**, 428, p. 365, (1960).
16. *W. Herschel*, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, **81**, 71 (1791).
17. *J. H. Jeans*, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, **199**, pp. 1–53 (1902).
18. *F. Hoyle*, *Astrophys. J.* **118**, 513 (1953).
19. *A. Blaauw*, *Publications Kapteyn Astron. Lab.* **51**, 1 (1946).
20. *W. A. Ambarzumjan*, *Stern-Assoziationen Abhandlungen Aus Der Sowjetischen Astronomie, Folge 1. Otto Singer*, pp. 33–41 (1951).
21. *F. Zwicky*, *Physics Today* **6**, 7 (1953).

22. *S. Perlmutter, M. Turner, M. White*, Physical Review Lett. **83**, 670 (1999).
23. *A. Toomre*, Astrophys. J. **139**, 1217 (1964).
24. *A. V. Tutukov*, Astron. Rep. **63**, 79, (2019).
25. *S. Trujillo-Gomez, M. Reina-Campes, J. Kruijssen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **488**, 3972 (2019).
26. *C. Lada and E. Lada*, Ann. Review of Astron. and Astrophys. **41**, 57 (2003).
27. *A. V. Tutukov*, Astron. and Astrophys. **70**, 57 (1978).
28. *J. Simon*, Ann. Review of Astron. and Astrophys. **57**, 375 (2019).
29. *M. Krumholz and C. McKee*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **494**, 624 (2020).
30. *T. Eubanks*, preprint arXiv:1912.12730 (2019).
31. *P. Kroupa*, in *Proceedings of IAU Symposium 241*, eds. *A. Vazdekis and R. F. Peletier*, Cambridge: Cambridge University Press, pp. 109–119 (2007).
32. *M. Gieles and H. Baumgardt*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **389**, L1 (2008).
33. *J. Kapteyn*, Koninklijke Nederlandsche Akademie van Wetenschappen Proc. **14**, 524, (1911).
34. *J. Jeans*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **76**, 552 (1916).
35. *B. Lindblad*, Astrophys. J. **62**, 191 (1925).
36. *S. Chandrasekhar*, *Principles of stellar dynamics* (University of Chicago Press, 1942).
37. *K. F. Ogorodnikov, I. N. Latyshev*, Soviet Astron., **12**, 279 (1968).
38. *O. Eggen*, Astron. J. **112**, 1595 (1996).
39. *Y. Chumak and A. Rastorguev*, Astron. Lett. **32**, 446 (2006).
40. *Y. Chumak and A. Rastorguev*, IAU Symp. **246**, 107 (2008).
41. *R. Ibata, G. Lewis, and N. Martin*, Astrophys. J. **819**, 11 (2016).
42. *S. Bose, I. Ginsburg, and A. Loeb*, Astrophys. J. **859**, 13 (2018).
43. *E. Balbinot, M. Gieles*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **474**, 2479 (2018).
44. *M. Gieles, C. Charbonnel, M. G. H. Krause, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **478**, 2 (2018).
45. *R. Ibata, M. Bellazzini, and K. Malhan*, Nat. Astron. **3**, 667 (2019).
46. *T. de Boer, V. Belokurov, S. Koposov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **451**, 3489 (2015).
47. *R. Beaton, D. Martinez-Delgado, S. Majewski et al.*, Astrophys. J. **790**, 117 (2014).
48. *H. Morrison, M. Mario, E. Olszewski*, in ASP Conference Proceedings, eds *G.S. Da Costa and Helmut Jerjen*, 273, p. 123 (2002).
49. *J. Yoon, K. Johnston, and D. Hogg*, Astrophys. J. **731**, 15 (2011).
50. *A. P. Naik, N. W. Evans, E. Puchwein, H. Zhao, A. C. Davis*, preprint arXiv:2002.05738 (2020).
51. *J. M. Diederik Kruijssen, J. L. Pfeffer, M. Chevance, A. Bonaca, et al.* preprint arXiv:2003.01119 (2020).
52. *A. Fattahi, A. Deason, and C. Frenc*, preprint arXiv:2002.12043 (2020).
53. *P. Boltrini, R. Mohayaee, and J. Silk*, preprint arXiv:2002.12192 (2020).
54. *T. Antoja, P. Rames, C. Mateo et al.*, preprint arXiv:2002.10012 (2020).
55. *R. Ibata, M. Bellazzini, G. Thomas, K. Malhan, N. Martin, B. Famaey, A. Siebert*, Astrophys. J. Lett. **891**, 1 (2020).
56. *A. Alabi, D. A. Forbes, A. J. Romanowsky, J. P. Brodie*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **491**, 5693 (2020).
57. *V. Afanasiev, A. Moiseev, and A. Smirnova*, Astrophys. Bull. **75**, 12 (2020).
58. *E. Roebler, R. Buscicchio, A. Vecchio*, preprint arXiv:2002.10465 (2020).
59. *E. Krugel and A. V. Tutukov*, Astron. and Astrophys. **275**, 416 (1993).
60. *S. Ratzenbock, S. Meingast, J. Alves, T. Möller, and I. Bomze*, preprint arXiv:2002.05728 (2020).
61. *A. Riley and L. Strigari*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **494**, 983 (2020).
62. *R. Ibata, K. Malhan, N. Martin, and E. Starkenburg*, Astrophys. J. **865**, 85 (2018).
63. *N. Arakelyan, S. Pilipenko, and N. Libeskind*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **481**, 918 (2018).
64. *A. Duncan*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **493**, 847 (2020).
65. *B. Ratcliffe, M. Neiss, K. Johnston, and B. Sen*, preprint arXiv:2002.07183 (2020).
66. *M. Salaris, S. Cassisi, A. Mucciarelli, D. Nardiello*, Astron. and Astrophys. **629**, 6 (2019).
67. *R. Ibata, K. Malhan, and N. Martin*, Astrophys. J. **872**, 23 (2019).
68. *H. Koppelman, A. Helmi, D. Massari, A. M. Price-Whelan, and T. K. Starkenburg*, Astron. and Astrophys. **631**, L9 (2019).
69. *A. V. Tutukov, G. Lazareva, and I. Kulikov*, Astronomy Reports **55**, 770 (2011).
70. *S. Kavirai*, preprint arXiv:2001.01728 (2020).
71. *J. Bovy*, Astrophys. J. Suppl. Ser. **216**, 2 (2015).
72. *M. Miyamoto and R. Nagai*, Publ. Astron. Soc. Jap. **27**, 533 (1975).
73. *J. Navarro, C. Frenk, and S. White*, Astrophys. J. **462**, 563 (1996).
74. *Z. M. Malkin*, Astron. Rep. **57**, 128 (2013).
75. *P. J. McMillan*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **465**, 1 (2017).
76. Gravity Collaboration: *R. Abuter, A. Amorim, M. Bauerböck, J. P. Berger, et al.*, Astron. and Astrophys. **625**, L10 (2019).
77. *E. S. Postnikova, N. V. Chupina, S. V. Vereshchagin*, INASAN Sci. Rep. **3**, 336 (2019).
78. *N. Robichon, Y. Lebreton, and F. Arenou*, Astrophys. and Space Sci. **265**, 279 (1999).
79. *R. J. Dodd*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **355**, 959 (2004).

80. *D. Barrado y Navascués, J. R. Stauffer, and R. Jayawardhana*, *Astrophys. J.* **614**, 386 (2004).
81. *I. Platais, C. Melo, J.-C. Mermillod, V. Kozhurina-Platais, J. P. Fulbright, R. A. Méndez, M. Altmann, and J. Sperauskas*, *A&A*, **461**, 509 (2007).
82. *N. Lodieu, A. Pérez-Garrido, R. L. Smart, R. Silvotti*, *Astron. and Astrophys.* **628**, A66 (2019).
83. *E. S. Postnikova, W. H. Elsahoury, Devesh P. Sariya, N. V. Chupina, S. V. Vereshchagin, Ing-Guey, Jiang*, *Research Astron. and Astrophys.* **20**, 2 (2020).
84. *Ya. O. Chumak, A. S. Rastorguev*, *Astron. Lett.* **32**, 3 (2006).
85. *S. J. Aarseth and J. Sverre*, *Gravitational N-Body Simulations* (Cambridge University Press, 2003).
86. *N. V. Kharchenko, P. Berczik, M. I. Petrov, A. E. Piskunov, S. Röser, E. Schilbach, R.-D. Scholz*, *Astron. and Astrophys.* **495**, 3 (2009).
87. *P. van Dokkum, C. Gilhuly, A. Bonaca, A. Merritt, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **883**, 2 (2019).
88. *N. Shipp, A. Drlica-Wagner, E. Balbinot, P. Ferguson, et al.*, *Astrophys. J.* **862**, id. 114 (2018).
89. *J. L. Carlin, C. T. Garling, A. H. G. Peter, D. Crnojević, et al.*, *Astrophys. J.* **886**, 11 (2019).