

## РАЗРУШЕНИЕ ГАЛАКТИК КАК ПРИЧИНА ПОЯВЛЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ ПОТОКОВ

© 2021 г. А. В. Тутуков<sup>1</sup>, С. В. Верещагин<sup>1</sup>, \*, М. Д. Сизова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт астрономии РАН, Москва, Россия

\*E-mail: svvs@ya.ru

Поступила в редакцию 28.06.2021 г.

После доработки 27.07.2021 г.

Принята к публикации 27.07.2021 г.

Рассмотрено взаимодействие галактик в скоплениях с межгалактической газовой средой и другими галактиками. Изучены причины появления газовых и звездных “хвостов” и звездных “копий” галактик при их движении в плотной газовой среде в ядрах скоплений и в ходе приливного разрушения сталкивающихся галактик. Указана возможная роль звездообразования и прямых столкновений богатых газом галактик, приводящих к появлению галактик низкой поверхностной яркости (LSBG), а также к разрушению старых и образованию новых галактик. Отмечен возможный вклад разрушения галактик и спутников массивных галактик происходящими в них вспышками звездообразования в появление звездных потоков галактических масштабов. Звездные потоки в конечном итоге входят в состав толстых звездных дисков и балджей массивных галактик. Звездные потоки, являясь продуктом распада галактик-спутников, могут содержать в своем составе оставшиеся плотные звездные скопления и включают в свой состав звезды, планеты и кометы.

*Ключевые слова:* галактики, звездные потоки, звездные скопления, планетные системы

DOI: 10.31857/S0004629921110074

### 1. ВВЕДЕНИЕ

#### 1.1. Скопления галактик

Скопления галактик являются фундаментальным структурным элементом Вселенной, аккумулирующим основную часть ее вещества. Большинство наблюдаемых галактик находятся в составе скоплений с массами  $10^{12}$ – $10^{15} M_{\odot}$  и радиусами от 30 до 1000 кпк [1]. Характерные скорости движения галактик в скоплениях составляют 300–1000 км/с. Начальная функция масс (ФМ) галактик и скоплений галактик может быть представлена как  $dN \sim M^{-2} dM$  [2]. Галактики внутри скоплений погружены в газо-звездную среду. Около 30% звезд, населяющих скопления, не принадлежат галактикам, эти звезды демонстрируют заметную концентрацию к центрам своих скоплений [3]. Их происхождение связано с разрушением галактик. Газовый компонент составляет, согласно наблюдениям, лишь несколько процентов массы скопления. Плотность газа составляет от  $10^{-2} \text{ см}^{-3}$  в ядре скопления до  $10^{-4} \text{ см}^{-3}$  на его периферии [4]. В ядре скопления газ разогрет движением галактик и взрывами SN Ia до температуры около  $10^7 \text{ К}$  [5, 6], что подтверждается наблюдаемым рентгеновским излучением скоплений галактик со светимостью  $L_x$  до  $5 \times 10^{45} \text{ эрг/с}$  [4].

Во многих случаях размеры галактик сопоставимы с размерами содержащих их скоплений, поэтому движение галактик в скоплениях неизбежно приводит к их рекуррентным сближениям и столкновениям. В результате приливного взаимодействия близких галактик имеют место такие наблюдаемые проявления, как газо-звездные спирали, хвосты и звездные потоки. Исследованию приливных эффектов посвящены работы [7–11]. В работе [12] наряду с обширным обзором результатов предшествующих работ сделаны первые попытки численного моделирования приливных явлений в мире галактик и, в частности, структур, возникающих в ходе их взаимодействия.

Далее мы рассматриваем процессы столкновения и слияния галактик как возможный источник населения галактических звездных балджей и дисков, а ретроградное вращение части звезд как признак слияния галактик. В разделе 2 рассмотрены процессы слияния галактик, приводящие к образованию звездных потоков. В разделе 3 приведены свойства и варианты происхождения наблюдаемых звездных потоков, из которых состоит население звездных балджей и дисков. В разделе 4 мы рассматриваем возможные причины разрушения галактик. В разделе 5 рассмотрена

роль динамического торможения в процессе слияния галактик. В разделе 6 представлены результаты численных расчетов различных вариантов разрушения спутника-галактики. В конце работы мы приводим оценки параметров образующихся звездных потоков, обсуждение результатов и выводы.

### 1.2. Роль межгалактического газа в эволюции галактик

Наблюдаемые галактики погружены в сравнительно плотный межгалактический газ с плотностью  $n_H = 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$  [13]. Взаимодействие этого газа с газовым компонентом движущихся галактик может вести к появлению у них звездных хвостов. Такие галактики получили название “медузы” [14, 15]. Звездные хвосты галактик-медуз бимодальны. Часть этих хвостов обязана своим появлением потере галактикой плотного периферийного газа за счет давления межгалактического газа, набегающего со скоростью до 1000 км/с с последующим звездообразованием в потерянном газе [16]. Другая часть может быть продуктом звездообразования в обтекающем движущуюся галактику плотном межгалактическом газе с плотностью  $n_H$ . Условие охлаждения последнего при движении дисковой галактики со скоростью порядка параболической на ее краю выглядит так:

$$n_H > \frac{0.005}{K^2} (M_{11})^{1/4} \text{ см}^{-3}, \quad (1)$$

где  $K$  – коэффициент в соотношении  $R = 10^4 KM_{11}^{1/2}$ . Здесь  $R$  измеряется в пк, а  $M_{11}$  – масса галактики в единицах  $10^{11} M_\odot$  [17]. Из соотношения (1) ясно, что охлаждение межгалактического газа и звездообразование в нем возможны в галактиках малых масс при  $K \simeq 2-3$  (low surface brightness), движущихся в плотных ядрах своих скоплений, что и наблюдается. Соотношение между радиусом и массой для галактик, звездных скоплений и скоплений галактик следует из анализа наблюдательных данных и с точностью порядка фактора три оно справедливо для большинства галактик.

Как показывают наблюдения, размеры галактик низкой поверхностной яркости увеличены в несколько раз относительно обычных размеров [18]. Низкая поверхностная плотность таких галактик облегчает потерю ими газа за счет давления набегающего газа среды [19]. В таком случае может произойти не только потеря газа, но и полное их разрушение в поле гравитации массивных галактик и плотных ядрах скоплений галактик. В результате разрушения таких галактик могут образовываться звездные потоки. При этом внутри звездных потоков могут находиться плотные звездные скопления. Таким образом, наблюдае-

мые звездные потоки рассматриваемой природы могут представлять интерес как маркеры для поиска новых звездных скоплений, принадлежавших другим галактикам.

## 2. СЛИЯНИЕ ГАЛАКТИК В ХОДЕ ИХ СТОЛКНОВЕНИЙ

### 2.1. Звездные потоки на периферии галактик

Соизмеримость размеров галактик с размерами их скоплений и большие скорости их движения внутри скоплений приводят к их прямым столкновениям, которые не редки в течение их жизни. Характерные относительные скорости столкновений в массивных скоплениях галактик составляют  $\sim 10^3$  км/с. Эта величина превосходит характерные параболические скорости на краю галактик  $\sim 10^2$  км/с, что приводит к таким столкновениям к рассеянию газовых компонентов [20] и “свободному” пролету звездных компонентов. Часть столкновений происходит на малых относительных скоростях, сравнимых с параболическими или меньших, что ведет к слиянию сталкивающихся компонентов и росту их массы [21]. Частота таких столкновений в скоплениях постоянна во времени [22].

Известно, что при галактических слияниях могут появляться дисковые галактики со звездными ядрами, вращающимися в направлении, обратном вращению их звездных дисков. Впервые обнаруженным примером таких галактик является IC 1459, ядро которой (размером  $\sim 300$  пк) вращается со скоростью 179 км/с, а диск (со скоростью  $\sim 45$  км/с) вращается в обратном направлении [23]. Позже такое явление было обнаружено в целом ряде других галактик различных типов [24]. Не исключено также, что часть галактик с ядрами, ретроградно вращающимися по отношению к диску, являются продуктами аккреции плотного межгалактического газа из ядер скоплений, сопровождаемой звездообразованием. Однако большая частота столкновений галактик в скоплениях привлекает внимание в первую очередь к столкновениям в качестве возможной причины слияния галактик при столкновениях.

Детальный кинематический и химический анализ окрестностей нашей Галактики в пределах  $\sim 50$  кпк выполнен в работе [25]. Это позволило установить, что большая часть звезд гало Галактики, расположенных на расстояниях больше 10 кпк от галактического центра, принадлежат к звездным потокам. Источниками этих потоков являются маломассивные галактики-спутники, разрушенные приливными силами нашей Галактики. Химический состав и кинематические параметры позволили выделить одиннадцать звездных потоков с  $-2.5 < [\text{Fe}/\text{H}] < -0.5$  и  $0.1 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0.4$ , которые содержат около 90% всех звезд гало

Галактики. До половины из числа этих потоков имеют ретроградное вращение. Эти результаты наглядно демонстрируют условия формирования обширных гало массивных галактик и звездных потоков, как продуктов распада их спутников.

2.2. Структура внешнего гало – сумма звездных потоков

Заметная концентрация звезд гало в звездных потоках свидетельствует о том, что их время жизни превосходит Хаббловское время (см. нашу оценку ниже). Подтверждение такой повышенной концентрации можно видеть в работе [26], где рассмотрены положения 1500 малометаллических ( $[Fe/H] < -2$ ) звезд гало Галактики. Хотя, как известно [27], звездные потоки обнаружены и во внутренних частях Галактики.

Итак, распад галактики-спутника ведет со временем к образованию звездного потока вдоль исходной орбиты спутника. В рамках простой модели оценим время жизни звездного потока. Под временем жизни потока мы будем понимать время, необходимое для изменения величины скорости всех звезд-членов этого потока на величину порядка величины дисперсии их исходных скоростей  $w$ . Пусть галактика с массой  $M$  и радиусом  $R$  представлена системой гравитирующих объектов с массой  $m$  каждого. Радиус зоны, в пределах которой объект, летящий со скоростью  $u = \sqrt{\frac{GM}{R}}$ , изменяет скорость окружающих звезд на величину  $w$  равен  $r = \frac{Gm}{uw}$ , где  $G$  – постоянная гравитации. Время, необходимое для летящих объектов, чтобы покрыть весь объем галактики и таким образом разрушить звездный поток, будет равно  $\tau = \frac{R^{5/2} w^2}{G^{3/2} m M^{1/2}}$ . Масса и радиус галактики связаны соотношением  $M \approx 0.2R^2$  [17]. В итоге получаем оценку времени, необходимого для разрушения звездного потока звездами галактики:

$$\tau = \tau_d \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} \approx 3 \times 10^7 M_{11}^{1/2} \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} \text{ лет}, \quad (2)$$

где  $\tau_d \approx R^{3/2} M^{-1/2} G^{-1/2}$ ,  $M_{11} = M \times 10^{-11} / M_{\odot}$ . Из (2) очевидно, что время жизни звездных потоков, рожденных путем распада скоплений и галактик-спутников малой массы под влиянием звезд поля (с характерной массой, равной солнечной) заметно превышает Хаббловское. Важно отметить, что именно это обеспечивает упомянутое выше сохранение всех звездных потоков в Галактике [25] на протяжении ее эволюции. Однако, как следует из соотношения (2), при слиянии галактик сравнимых масс возможна “турбулизация” потоков.

2.3. Столкновения галактик в скоплениях и их последствия

Столкновения галактик – обыденное явление для галактик известных скоплений. Покажем, как это следует из простых оценок. Примем массу скопления галактик равной  $M$ , а число галактик равной массы –  $N$ . Массы галактик составляющих скопление, и самого скопления определяют его размер  $r \approx 2m^{1/2}$  [17]. В таком случае характерное время между столкновениями галактик в скоплении  $\tau$  будет равно  $\tau = 10^9 M_{15}^{1/4}$  лет, где  $M_{15}$  – масса скопления измеренная в единицах  $10^{15} M_{\odot}$ . В результате за Хаббловское время (т.е. на протяжении своей жизни) каждая из галактик скопления испытает несколько столкновений с другими галактиками своего скопления. Итоги таких столкновений зависят от природы галактик и относительной скорости сталкивающихся галактик. Например, часть разрушающихся при столкновениях галактик могут поставлять внегалактические звезды в поле скопления. Рассмотрим эффекты столкновений, ведущие к появлению звездных потоков в галактиках и их скоплениях.

Наглядным свидетельством активного поглощения нашей Галактикой в прошлые эпохи некоторой части своих спутников является существование обширной популяции звезд с пространственным ретроградным вращением (т.е. обратным вращению) основной массы диска и балджа Галактики. Первыми обратили внимание на такие звезды Паренаго [28] и Воронцов-Вельяминов [29]. Современные исследования показали, что ретроградное звездное население гало Галактики представляет собой продукты поглощения Галактикой ее спутников малой массы. Кроме кинематики, это население отличается малым обилием тяжелых элементов [30, 31]. Последнее естественно для звезд галактик-спутников малой массы, поглощенных нашей Галактикой в ходе ее эволюции.

Изучение кинематики звезд гало Галактики с малым обилием металлов  $[Fe/H] < -1.0$  позволило найти несколько выделенных групп звезд со сходными орбитальными параметрами [32]. Как оказалось, эти группы являются потоками звезд – продуктов распада галактик спутников, поглощенных нашей Галактикой в прошлом. Они наглядно демонстрируют особенности процесса сборки звездного балджа и гало нашей Галактики: звезды гало с  $[Fe/H] < -2.5$  являются суммой двух почти равных популяций: с прямым и обратным орбитальным вращением вокруг галактического центра [33]. Большинство же этих звезд ранее принадлежали поглощенным Галактикой спутникам в ходе ее формирования. Детальный анализ 23 звездных потоков Галактики позволил найти карликовые галактики – предшественники

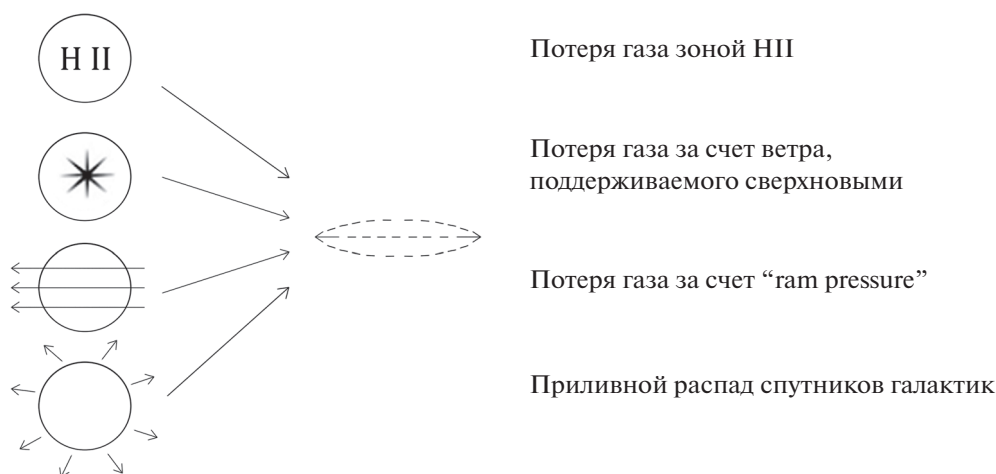


Рис. 1. Варианты разрушения галактик с превращением их в звездные потоки.

некоторых из этих потоков [34]. Отметим, что восемь из отмеченных потоков оказались связанными с массивными шаровыми скоплениями, вероятно, бывшими членами разрушенных спутников Галактики.

Детальный анализ орбит и химического состава 54 галактик-спутников малой массы и шаровых скоплений нашей Галактики [35] показал, что при  $[\text{Fe}/\text{H}] \geq -1.0$  большинство из них имеют общегалактическое направление вращения, сравнительно низкий эксцентриситет орбит, меньший  $\sim 0.3$ , а плоскости их орбит близки к плоскости Галактики. Спутники же с  $[\text{Fe}/\text{H}] < -1.0$  часто имеют орбиты с большим эксцентриситетом и ретроградным направлением вращения вокруг ГЦ. Плоскости их орбит значительно отклоняются от плоскости Галактики. Добавим, что перисцентры орбит изученных спутников находятся в пределах 0.5 кпк – 30 кпк, апоцентры – в пределах 2 кпк – 100 кпк [35]. Другим свидетельством активной роли слияний в ходе эволюции Галактики является присутствие в последней звезд со скоростями, близкими или превышающими скорость ухода из нее  $\sim 445$  км/с [36].

Рассмотрим наблюдаемые последствия столкновения и слияния галактик. На рис. 1 и рис. 2 представлены сценарии этих процессов. Большинство галактик является членами их плотных скоплений. Пример нашей Галактики показывает, что массивные галактики погружены в облако своих спутников, число которых достигает многих десятков [37]. В процессе эволюции скопления столкновения с высокими скоростями очищают галактики от газа, что может быть причиной появления S0 галактик [38]. Эти обстоятельства делают сближения и столкновения галактик рядовыми событиями их жизни.

Потеря газа зоной H II

Потеря газа за счет ветра, поддерживаемого сверхновыми

Потеря газа за счет “ram pressure”

Приливной распад спутников галактик

Столкновения с низкими относительными скоростями и гравитационное торможение ведут к слиянию галактик, а последнее, к нескольким наблюдаемым последствиям. Пример: ретроградное вращение части звезд галактик [24, 39], появление двойных ядер галактик [40]. Детальный анализ химического состава звезд позволил установить, что ретроградно вращающиеся звезды Галактики имеют на порядок меньшую металличность по сравнению с остальными звездами [41]. Кроме того, слияние галактик объясняет наличие двойных и внецентральных ядер у значительного количества наблюдаемых галактик [40]. Аккреционная активность части квазаров обеспечивается слияниями плотных ядер сталкивающихся галактик [42]. Образование новых галактик из газовых компонентов сталкивающихся галактик (рис. 2) может в будущем объяснить появление галактик, лишенных темного гало [43].

### 3. ЗВЕЗДНЫЕ ПОТОКИ-ПРОДУКТЫ РАЗРУШЕНИЯ ГАЛАКТИК И ИХ СПУТНИКОВ

#### 3.1. Разрушение звездного компонента галактик

Широкое распространение сравнительно узких звездных потоков, расположенных около галактик, ставит вопрос об условиях их возникновения [27]. Возможный сценарий появления таких потоков связан с разрушением одной из взаимодействующих галактик (рис. 1). Наблюдения показали [44], что до 20% света звезд скопления галактик принадлежит непрерывному звездному фону этих скоплений и не может быть прямо ассоциировано с галактиками – членами скоплений. Существенная часть галактик в силу разных причин в ходе их эволюции в скоплениях распадается, формируя таким образом непрерывный звездный фон скопления.

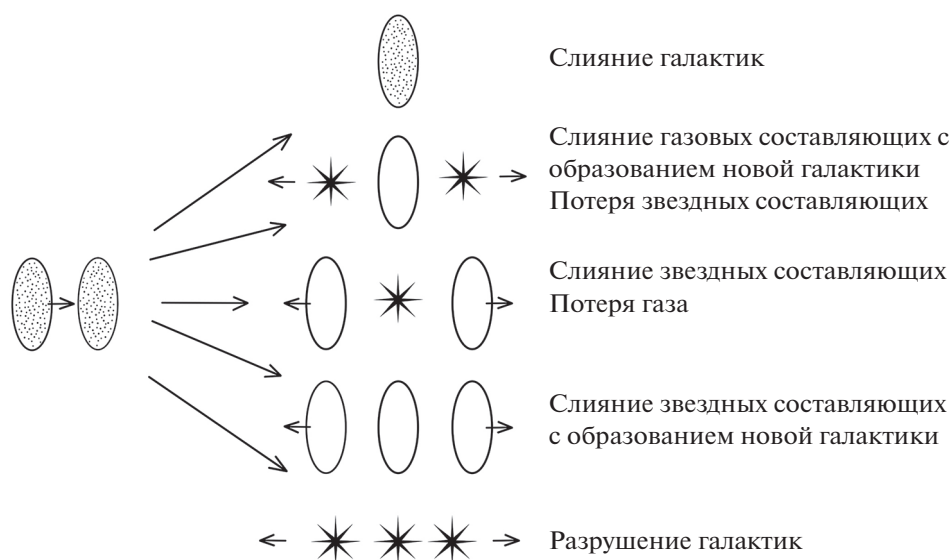


Рис. 2. Сценарии столкновения дисковых галактик.

Облако Leo Ring служит примером газового компонента галактики, разрушенной при столкновении [45]. Здесь гигантское газовое кольцо (радиусом около  $10^5$  пк) нейтрального водорода лишено звезд, имеет практически солнечное обилие металлов. Масса нейтрального водорода в этом кольце составляет  $\sim 2 \times 10^9 M_{\odot}$ , а скорость расширения  $\sim 100$  км/с, что отвечает возрасту  $\sim 10^9$  лет. Причиной возникновения такого кольца может быть вспышка звездообразования в дисковой галактике-предшественнице или столкновение двух галактик на гиперболических скоростях. Эти процессы могли существенно уменьшить массу галактики, “освободив” ее газовый компонент.

Роль скопления галактик в формировании звездного гало массивных галактик на примере нашей Галактики количественно оценена в работе [46]. Исследование близких к Солнцу выродивших карликов позволило установить, что около 15% из них сравнительно молоды (их возрасты составляют несколько миллиардов лет), но имеют высокие пространственные скорости, отвечающие звездам гало Галактики. Поскольку образование “родных” звезд гало закончено около 10–12 миллиардов лет назад, молодые выродившие звезды гало являются, вероятно, продуктами распада карликовых молодых спутников Галактики, поглощенных ею в ходе эволюции.

### 3.2. Межгалактические звездные потоки, Магеллановы Облака и Туманность Андромеды

Рассмотрим возможные причины и сценарии разрушения звездного компонента галактики с превращением его в звездный поток в ходе эволюции или столкновения с другой галактикой.

Впервые вопрос о существовании звездного потока возник у М. Фламариона, нашедшего у Плеяд линейную группу звезд и туманностей, связанную каким-то образом с этим скоплением [47]. Ответ на вопрос о природе звездных потоков в галактиках и их окрестностях также не нов. Синхронное пространственное движение звезд еще около ста лет назад было приписано распаду звездных скоплений [48–50]. В последние годы в связи с существенным улучшением наблюдательных и теоретических инструментальных возможностей наблюдательное изучение морфологии приливных явлений и физики звездных потоков, в том числе расположенных около галактик, привлекает большое и всестороннее внимание. Особое внимание уделяется так называемому Магелланову Потoku – газо-звездной структуре, связывающей Магеллановы Облака и нашу Галактику. Она покрывает около 200 градусов южного неба [51] и включает, наряду с газом и звездами, звездные скопления. Численное моделирование позволяет установить картину формирования этой структуры в ходе прошлого сближения Магеллановых Облаков с нашей Галактикой [52, 53]. Не исключено, что сближения Магеллановых Облаков с Галактикой происходили регулярно, что усложняет наблюдаемую картину и, естественно, попытки ее интерпретации с помощью моделей. Изучение Магелланова Потoku и других звездных потоков дает возможность увидеть картину приливных явлений в мире галактик “изнутри”, оценив роль темного компонента Галактики в ее морфологии.

Примеры распадающихся шаровых скоплений, наблюдаемых как протяженные структуры, напоминающие по своим очертаниям “звездные

копья” (Palomar 5 и Palomar 15) с размерами в несколько десятков парсек [54, 55], дают представление о картине последствий приливного разрушения сравнительно слабо связанных звездных систем. Кроме того, не исключено, что названные скопления являются ядрами карликовых галактик, разрушенных приливами. Последние непрерывно пополняют звездное население гало Галактики. В настоящее время известно более 40 звездных потоков в Галактике [56]. Изучение звезд гало Галактики с  $[Fe/H] < -2.0$  позволяет найти среди них кинематические звездные потоки [26]. Анализ величин  $[O/Fe]$  и  $[Fe/H]$  звезд гало привел к обнаружению выделенных по химическому составу групп звезд с низкой металличностью, принадлежащих в прошлом близким галактикам малой массы. Бимодальность распределения звезд малой металличности по величине отношения  $[O/Fe]$  [26] является вероятным следствием смещения самых старых звезд Галактики со звездами поглощенных ею галактик-спутников [57]. Они непрерывно поглощаются нашей Галактикой в ходе ее эволюции в Местном скоплении [58].

Наиболее полное на сегодня исследование звездных потоков в нашей Галактике выполнено в работе [59] на основе каталогов Gaia DR2 и Gaia EDR3. При этом были найдены потоки, связанные с одиннадцатью шаровыми скоплениями, включая  $\omega$  Cen. Длина наблюдаемой части потоков составляет от нескольких до ста градусов небесной сферы. Часть звездных потоков, вероятно, действительно принадлежит карликовым галактикам, разрушенным приливными силами нашей Галактики. Об этом свидетельствует низкое обилие железа, не превышающее 10% от его солнечного. В заключение авторы приходят к выводу о том, что гало нашей Галактики, сотканное из нитей звездных потоков, напоминает “a ball of wool”. Этот вывод можно отнести и к звездному компоненту гало и других галактик, а также к звездной среде поля скоплений галактик.

Показательно исследование ближайшего массивного соседа Галактики – Туманности Андромеды [60, 61]. В пределах 150 кпк от последней видны несколько дугообразных звездных образований, включающих в себя шесть шаровых скоплений. Эти дуги являются вероятными продуктами приливного распада спутников Андромеды с образованием в гало звездных потоков длиной до 120 кпк. Сравнение структур гало нашей Галактики и Туманности Андромеды позволяет говорить о большой роли разрушения спутников массивных галактик в морфологии их звездных гало. Детальное изучение периферии соседних галактик позволило установить, что звездные потоки редких форм и различной наблюдаемой яркости весьма многообразны, что, например, продемонстрировано в [62–66]. Они образуют различного

вида дуги и кольца около своих галактик. Приливное разрушение близких спутников галактик признано в качестве причины их образования.

#### 4. ПРИЧИНЫ РАЗРУШЕНИЯ ГАЛАКТИК И ИХ СПУТНИКОВ

##### 4.1. Эффекты движения галактик в газовой среде

Рассмотрим возможные причины разрушения галактик скоплений, приводящие в конечном итоге к появлению звездных потоков гравитационно не связанных между собой звезд (рис. 1). Среди них взаимодействие галактик с плотной газовой средой скоплений галактик, столкновения галактик и вспышки звездообразования в них, ведущие к потере массивного газового компонента. Наблюдаемый пример взаимодействия дисковых галактик с газовой средой своих скоплений является собой так называемые галактики “медузы”, о которых говорилось выше. Они демонстрируют зонтичную морфологию и активное звездообразование на краях. Активное увеличение наблюдательной базы по галактикам-медузам [67] и трехмерные газодинамические модели взаимодействия неоднородных газовых дисков галактик с плотным газом среды [68–70] позволили наглядно представить картину этого явления. Список одиннадцати галактик такого типа приведен в работе [70]. Длина газо-звездных хвостов галактик достигает 100 кпк, что при скорости движения галактик в 300 км/с отвечает времени их формирования в  $3 \times 10^8$  лет. Оценки показывают, что этого времени достаточно для охлаждения нагретого газа и образования звезд в обтекающем газе плотного ядра родительского скопления галактик (1).

Потеря периферийных областей газового диска галактик объясняет появление колец молодых звезд около таких галактик, гравитационно, вероятно, не связанных с ними [15]. Итогом этого процесса будет образование длинных узких звездных хвостов галактик, движущихся в плотной газовой среде. Кроме того, легко представить, что быстрое движение в плотной газовой среде может привести к полной потере галактикой газа. Найдем условие этого явления. В рамках однозонной однородной модели галактики условие потери газа (со средней плотностью  $\rho_g$ ) галактикой за счет воздействия давления набегающего газа среды с плотностью  $\rho_0$  будет:

$$\frac{v}{v_K} > \left( \frac{\rho_g}{\rho_0} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $v$  – пространственная скорость галактики,  $v_K$  – кеплеровская скорость на краю галактики. Из этой формулы ясно, что при условии (3) быстрые галактики с низкой поверхностной плотностью газа в плотной газовой среде ядер скоплений

галактик действительно могут лишиться своего газа. Становится ясно, что эллиптические или S0 галактики плотных скоплений могут терять газ не только под действием SNeIa, но и за счет “ram pressure” межгалактического газа (рис. 1). Быстрое удаление газа галактики в плотных ядрах скоплений галактик ведет к ряду интересных следствий, показанных на рис. 1. Если масса газа галактики была меньше массы звезд, то лишенная газа галактика превратится в E или S0 галактику без звездообразования и с ветром, поддерживаемым сверхновыми первого типа (SNeIa) и давлением газа среды. Наблюдения поддерживают возможность образования, по крайней мере, части E галактик в ходе столкновений их предшественников [71].

Если же масса звезд движущейся галактики была меньше массы газа в ней, то быстрая потеря газа такой галактикой приведет к распаду ее звездного компонента с превращением последнего со временем в звездный поток вдоль галактической орбиты внутри своего скопления. Масса газа в дисковых галактиках малой массы ( $M < 10^{10} M_{\odot}$ ) часто сопоставима с массой их звезд [72]. Этот процесс возможен и для спутников массивных галактик, потеря газа которых инициируется мощным галактическим ветром последней. Такой ветер может быть вызван и столкновением галактик, повышающим скорость звездообразования в них и мощность галактического ветра в десятки раз [72]. Столкновения, ведущие к увеличению скорости звездообразования, приводят одновременно к резкому росту частоты вспышек сверхновых звезд, связанных с окончанием эволюции массивных  $M \geq 8 M_{\odot}$  звезд. Это также может вести к потере газовых компонентов сталкивающихся галактик и последующему разрушению их звездных компонентов [73] с превращением последних в звездные потоки.

Эйнасто и др. [74] обнаружили, что близкие спутники Галактики принадлежат, как правило, к E-галактикам, в то время как далекие спутники являются неправильными и дисковыми галактиками с газом и звездообразованием. Естественно полагать, что близкие спутники неоднократно в прошлом пересекали плотный газовый диск нашей Галактики и потеряли свои газовые компоненты, став E галактиками. А далекие спутники, орбиты которых пролегают далеко от плотного газового диска Галактики, сохраняют возможность удерживать газовые диски, в которых поддерживается звездообразование. Изучение спектра масс спутников массивных галактик показало, что он может быть представлен функцией  $dN/dM \sim M^{-5/4}$  [75]. Уменьшенный наклон ФМ спутников, по сравнению с классическим, равным  $-2$  [2], может свидетельствовать о разрушении спутников малой массы в ходе взаимо-

действия с центральными галактиками и их поглощения массивными галактиками. Таким образом, столкновения галактик с участием межгалактического газа скопления галактик играют важную роль в определении доли E галактик (лишенных газа и звездообразования) [76].

Разрушение спутников галактик может вести еще к одному интересному следствию. Неоднократно отмечалось, что число звезд Галактики с малым обилием металлов меньше, чем можно было бы ожидать при замкнутой эволюции [77]. Не исключено, что поглощение проэволюционировавшего газового компонента близких спутников и межгалактического газа может изменить ход химической эволюции галактики и объяснить дефицит звезд малой металличности, решив тем самым известную “G-dwarf problem”.

#### 4.2. Инициирование вспышек звездообразования в галактиках

Столкновение галактик может привести к звездообразованию в суммарном газе с распадом вновь образованной звездной системы. Примерами подобного столкновения служат Taffy system (UGC 1294/5) и Arp 194 [78], демонстрирующие газовые структуры со звездообразованием между двумя звездными дисками. Разрушение галактик в ходе их столкновительной эволюции в скоплениях является распространенным явлением в мире галактик, непрерывно пополняющим внегалактическую среду скоплений звездами.

Скорость звездообразования, регулируемая ионизацией водорода, была оценена в работе [79]

как  $\frac{d\rho_g}{dt} = -5 \times 10^7 \rho_g^2$ , где  $\rho_g$  – плотность газа. Принимая во внимание наблюдаемую корреляцию

$M \cong 0.2 R^2$  [17], где  $M$  и  $R$  – масса и радиус галактики, найдем, что при  $M \leq 10^7 M_{\odot}$  характерное

время звездообразования будет короче кеплеровского времени. В результате сферически симметричная галактика при начальной вспышке звездообразования может, потеряв большую часть массы в виде газа, распаться, превратившись в звездный поток. Наблюдения подтверждают роль сближения галактик в активизации звездообразования в них [80]. Распад существенной части галактик малой массы помогает, кроме того, понять причину уменьшения наклона функции масс галактик [17].

Таким образом, весьма вероятным механизмом распада молодых, богатых газом галактик является исходная вспышка звездообразования в них, что также показано на схеме рис. 1. Условиями этого явления, как указано выше, являются компактность и сферическая симметрия молодой галактики. Последнее условие позволяет



считать эффективной передачу кинетической энергии оболочек взорвавшихся сверхновых звезд в энергию движения газового компонента галактики. Характерная кинетическая энергия оболочки массивной сверхновой звезды составляет  $\sim 10^{50}$  эрг. Гравитационная энергия газового компонента галактики при  $M = 0.2R^2$  [17] составляет  $\sim 10^{59} M_{11}^{3/2}$  эрг. Если принять Солпитеровскую начальную ФМ звезд  $dN/dM \sim M^{-2.35}$ , то можно найти, что на одну массивную сверхновую с массой, большей  $10 M_{\odot}$ , приходится  $\sim 100 M_{\odot}$  менее массивных звезд с  $M > 1 M_{\odot}$ . Из этого следует, что при массе молодых звезд, большей  $M_{11}^{1/2}$  доли полной массы галактики, энергии сверхновых звезд — продуктов вспышки звездообразования достаточно для избавления такой галактики от газового компонента с массой порядка массы галактики. То есть, для галактик с массой  $\sim 10^7 M_{\odot}$  превращение в звезды всего  $\sim 0.01$  всей массы ее газового компонента достаточно для избавления ее от газового компонента и, следовательно, разрушения ее звездного компонента. Наблюдения показывают, что среди галактик с полной массой, меньшей  $\sim 10^{10} M_{\odot}$ , галактики с массой газа, превосходящей массу звезд, обычны [81]. Эффективность этого механизма зависит от степени симметрии, обычные дисковые галактики “сбрасывают” избыточную энергию сверхновых с помощью полярного ветра. Звездный компонент разрушенных таким образом галактик преобразуется со временем в звездный поток и пополняет поле межгалактических звезд скопления.

Вспышка звездообразования в маломассивных спутниках массивных галактик может быть вызвана приливами. В том случае, если орбита спутника достаточно эллиптическая, то вспышка может произойти при увеличении скорости звездообразования в перигелической части орбиты. Вероятно, таким образом может быть объяснена короткая,  $\sim 5 \times 10^8$  лет, вспышка звездообразования в слабой ( $M_V = -7^m$ ) карликовой галактике Eridanus II — спутнике нашей Галактики [82]. Другим примером может быть галактика BOSS—EUVLG1 [83] с массой  $\sim 10^{10} M_{\odot}$  и скоростью звездообразования  $\sim 10^3 \frac{M_{\odot}}{\text{год}}$ . Наблюдаемая скорость потери газа этой галактикой составляет  $\sim 50 \frac{M_{\odot}}{\text{год}}$ . Она достаточна для существенного уменьшения ее массы за время, сравнимое с ее кеплеровским временем. Последнее способно не только существенно расширить галактику, превратив ее в галактику низ-

кой поверхностной яркости, но и разрушить, превратив со временем в звездный поток.

Интересно, что вспышки звездообразования могут вызываться погружением галактик в плотную газовую среду ядер своих скоплений, что демонстрирует анализ сорока наблюдаемых скоплений галактик [84]. Вспышка звездообразования в сфероидальной газовой протогалактике с массой  $10^6 M_{\odot} - 10^{11} M_{\odot}$ , наряду с прямыми столкновениями галактик, оказывается эффективным механизмом образования E и S0 галактик с последующим возможным разрушением звездных компонентов этих галактик.

Для молодых галактик и звездных скоплений с массами, меньшими  $\sim 10^6 M_{\odot}$ , существует еще одна возможность потери газового компонента [85]. Это может произойти путем выметания газа звездным ветром или зонами ионизованного водорода. С учетом соотношения  $M = 0.2R^2$  [17], характерная скорость движения звезд в галактике определяется формулой  $v \approx 2.5 \times 10^7 (M_{11})^{1/4}$  см/с. Скорость расширения зон НII  $\sim 10^6$  см/с. Поэтому удаление более половины массы системы с массой, меньшей  $\sim 10^6 M_{\odot}$ , давлением ионизованного водорода приведет к распаду звездного компонента этой системы.

Главный вывод приведенного анализа состоит в том, что, независимо от механизма распада звездных систем (расширение зон НII как причина выметания газа, вспышка звездообразования со взрывами массивных сверхновых), в итоге столкновения богатых газом галактик появляется плотное гравитационно несвязанное облако звезд. Дальнейшая эволюция этого облака определяется его окружением. Распад одиночной галактики в скоплении галактик ведет к превращению ее звездного компонента в звездный поток вдоль орбиты этой галактики в скоплении. Время разрушения такого потока за счет столкновения с галактикой может быть оценено следующим образом. Примем, что стационарное скопление галактик с массой  $M$  и радиусом  $R$  состоит из одинаковых галактик с массой  $m$  и радиусом  $r$ . Дисперсия скоростей звезд распавшейся галактики  $v = \sqrt{\frac{Gm}{r}}$ , скорость звезд потока и галактик скопления  $V = \sqrt{\frac{GM}{R}}$ . Примем, что условием распада звездного потока будет изменение скоростей его членов в ходе эволюции на величину исходной дисперсии звезд под влиянием сближений с галактиками скопления. Простая аналитика приво-



дит к следующей оценке времени жизни звездного потока от распавшейся галактики:

$$\tau = \frac{R}{r} \frac{R^{3/2}}{G^{1/2} M^{1/2}} = \frac{R}{r} \tau_d \approx \tau_d \left( \frac{M}{m} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $G$  – постоянная гравитации,  $\tau_d = R/v$  – характерное динамическое время скопления галактик.

При  $M = 0.2R^2$  и  $m = 0.2r^2$ , эта оценка становится

$$\tau_d = 4 \times 10^{10} \frac{M_{15}^{3/4}}{m_{11}^{1/2}} \text{ лет.}$$

Очевидно, что при характерных массах галактик  $10^7 M_\odot - 10^{11} M_\odot$  и скопления  $10^{13} M_\odot - 10^{15} M_\odot$  это время превосходит Хаббловское. В итоге мы приходим к выводу, что свободные звездные потоки от разрушенных галактик могут сохраняться в течение Хаббловского времени. А звездная среда скоплений галактик в их скоплениях, составляющая до половины его массы, представлена в основном звездными потоками, степень развития которых определяется их возрастом. Наблюдательное отождествление этих потоков осложнено их малой яркостью [86].

При анализе наблюдаемых звездных потоков около галактик становится ясным, что часть из них находится на расстояниях много больших, чем оптические размеры близких галактик [65].

### 4.3. Приливное разрушение галактик

Оценим условия приливного разрушения галактик-спутников в поле гравитации центральной галактики с массой  $M_0$  и радиусом  $R_0$ . Величины последних связаны соотношением  $M_0 = 0.2R_0^2$  [17]. Приливной распад начинается, когда средняя плотность спутника меньшей массы  $\frac{m}{r^3}$  сравнивается с приливной плотностью

$\frac{M_0}{R_0^3}$ . Примем, что радиус спутника  $r = kR_0$ . Галактики низкой поверхностной яркости имеют часто величину  $k$  до 10 [87, 88]. Теперь условие заполнения спутником своей полости Роша (условие начала его разрушения) становится таким:

$\frac{d}{R_0} < k \left( \frac{m}{M_0} \right)^{1/3}$ , где  $d$  – расстояние между галактиками. То есть, разрушение спутника начинается

при  $k > \left( \frac{M_0}{m} \right)^{1/6}$ , что происходит при приближении малой галактики к центральной галактике на расстояние, меньшее радиуса последней. Это обстоятельство создает условие для образования звездных потоков с длиной, заметно превосходящей видимые размеры галактик, около которых они наблюдаются. Компактные галактики боль-

шой плотности могут глубоко погружаться в массивную галактику, не разрушая ее и не разрушаясь. В результате появляются галактики с двойными ядрами [89], “чужие” шаровые скопления звезд и “чужие” звезды в галактиках.

## 5. ПРИЛИВНОЕ ТОРМОЖЕНИЕ СПУТНИКОВ ГАЛАКТИК

При анализе условий слияния галактик и условий существования спутников массивных галактик необходим учет условий приливного торможения их движения в гравитирующей среде. Этот процесс приводит к их захвату массивными галактиками. Такое явление весьма распространено в мире галактик. Не исключено, что популярное, самое массивное шаровое скопление  $\omega$  Сеп является ядром поглощенного нашей Галактикой близкого спутника.

Величина силы торможения, действующей на тело, движущееся в гравитирующей среде, была впервые найдена Чандрасекаром [90]. Она может быть оценена в рамках простой модели, что следует ниже. Пусть точечное тело с массой  $m$  движется со скоростью  $v$  в поле точечных гравитирующих тел, средняя плотность которого равна  $\rho$ . Движение тел среды в пределах цилиндра с радиусом  $r = Gm/v^2$  будет возмущено гравитацией движущегося объекта. В результате они концентрируются в следе последнего. Возникает гравитирующая сила  $F$ , тормозящая движение тела. Ее величина  $F \approx G\rho m r \approx \frac{G^2 m^2}{v^2} \rho$ , где  $G$  – постоянная гравитации. Характерное время торможения движущегося тела или время изменения его скорости на величину самой скорости в галактике с массой  $M$ :

$$\tau = \frac{v^3}{G^2 \rho m} \approx \tau_d \frac{M}{m}, \quad (5)$$

где  $\tau_d$  – кеплеровское время релаксации.

В соотношении (5), полученное Чандрасекаром в 1943 г. [90], входит еще логарифмический фактор порядка единицы, учитывающий перестройку тел поля за пределами зоны влияния движущейся массы  $m$ . Подставив характерные для галактик величины параметров в соотношении (5), получим:

$$\tau = 3 \times 10^7 (M_{11})^{1/4} \frac{M}{m} \text{ лет.} \quad (6)$$

Средняя плотность галактик увеличивается с приближением к ядру галактики как  $R^{-2}$  при постоянстве скорости вращения галактики.

Поэтому при  $\alpha = \frac{R}{R_0}$  уравнение (6) может быть записано как:

$$\tau = 3 \times 10^7 \alpha^2 (M_{11})^{1/4} \frac{M}{m} \text{ лет.} \quad (7)$$

Последнее условие позволяет понять общую картину торможения спутников галактик в материнской галактике. Ясно, что для эффективного торможения необходимы большая масса тормозимого спутника и его близость к плотному ядру галактики. Итогом процесса торможения и слияния галактик могут являться наблюдаемые галактики, ядра которых вращаются в направлении, обратном вращению самой галактики.

Стоит отметить, что поглощение галактик-спутников приводит к расширению поглощающих галактик, ибо уменьшение кинетической энергии спутников происходит за счет роста внутренней энергии этих галактик. Итогом этого процесса является появление галактик низкой поверхностной яркости [91]. Часть последних состоит из старых красных звезд, а часть включает в свой состав и молодые звезды [92]. Поглощение массивных спутников наряду с потерей газа галактиками — один из путей, ведущих к появлению галактик низкой поверхностной яркости. Изучение далеких ( $z > 1$ ), молодых скоплений галактик обнаружило, что доля галактик низкой поверхностной яркости в них в три раза ниже этой доли в современных скоплениях [93]. Это укладывается в столкновительный механизм их образования. Столкновения дисковых галактик с гиперболическими скоростями — другая возможность для возникновения галактик низкой поверхностной яркости [73, 94]. При этом суммарный газовый компонент может стать молодой галактикой низкой поверхностной яркости, а звездные компоненты — красными галактиками такого типа (рис. 1).

Анализ уравнения (6) приводит к выводу о том, что характерное время торможения сильно зависит от скорости тормозимой галактики относительно основной массы галактики. В массивных галактиках с  $M \geq 10^{10} M_{\odot}$  основная часть массы последних принадлежит темному гало [43, 95]. Как уже говорилось, исследование звездных потоков Галактики позволило установить, что часть из них движется в направлении, обратном вращению звездного компонента Галактики [96]. Это, во-первых, свидетельствует о внегалактической природе части звездных потоков и, во-вторых, позволяет надеяться на детальный анализ кинематики звездных потоков Галактики как метод оценки скорости вращения ее темного гало.

## 6. МОДЕЛИ ЗВЕЗДНЫХ ПОТОКОВ

### 6.1. Условие возникновения звездных потоков

Начальным условием возникновения звездных потоков в скоплениях галактик является столкновение последних, приводящее к их частичному или полному распаду (рис. 2). Условием слияния галактик является их малая относительная скорость. Образование новых галактик возможно при большой плотности газовых компонент дисковых галактик. Условием распада продуктов столкновения дисковых галактик является положительность энергии связи их звездных компонентов. Итоги столкновения двух одинаковых дисковых галактик, обладающих газовыми компонентами, иллюстрирует рис. 2. Итог столкновения зависит от начальной скорости галактик и доли газовой компоненты в общей массе галактики.

Сила, действующая на любое тело, движущееся в Галактике, определяется локальным градиентом гравитационного потенциала Галактики. Изучение кривых вращения галактик наглядно показало, что последний не может быть сведен к потенциалу гравитирующей точки, как в задаче двух тел, но имеет более сложную структуру [97]. Иногда для решения задачи достаточно было “сгладить” потенциал точки в центре галактики для избежания больших ускорений [98]. Учет постоянства скорости вращения дисковых галактик неизбежно ведет к появлению логарифмического фактора в определении потенциала:  $\phi \sim \ln R/R_0$  [99]. Учет дискового характера галактик ведет к появлению двумерного потенциала [100]. Отказ от одномерного потенциала гравитирующей точки значительно усложняет форму орбит спутников галактик в поле гравитации массивной галактики [101], способствуя, как увидим позже, разрушению звездных потоков в массивных галактиках путем их расширения. Рассмотрим условия возникновения звездных потоков при столкновении галактик. В их основе лежит условие сравнения плотности галактики-спутника с приливной локальной плотностью материнской галактики с массой  $M$ , или сравнение радиуса галактики-спутника с радиусом ее полости Роша. Радиус галактики-спутника с массой  $m$  может быть записан как  $r \approx 2Km^{1/2}$  [17]. Здесь  $K$  — параметр, отмечающий отклонение величины радиуса галактики от стандартного. Радиус полости Роша  $r_R$  галактики-спутника внутри материнской галактики с массой  $M_R$ :  $r_R = 0.4 \left( \frac{m}{M_R} \right)^{1/3} d$ , где  $d$  — расстояние от материнской галактики. Сравним два указанных радиуса при условии постоянства

скорости вращения материнской галактики найдем, что при

$$\frac{M_R}{M} < K^{3/2} \left( \frac{m}{M} \right)^{1/4} \quad (8)$$

спутник заполняет свою полость Роша и начнет разрушаться. При эллиптических орбитах спутников это происходит при погружении их в плотные ядерные области материнских галактик. Градиент плотности галактики-спутника делает этот процесс постепенным, в результате чего спутник сначала обретает звездное “копье”, а при прохождении перицентра орбиты в плотном ядре разрушается и превращается в звездный поток. Обращает на себя внимание большая зависимость глубины погружения спутника от его начальной плотности. Шаровые скопления проникают даже в плотные ядра галактик, а галактики низкой плотности разрушаются еще на периферии.

### 6.2. Модель эволюции разрушенного спутника Галактики

Для расчета орбиты галактики-спутника мы использовали пакет *galpy* [102], написанный для языка программирования Python. Галактика Млечный Путь представлена трехкомпонентной моделью, включающей гало (радиус 16 кпк), диск и эллипсоидальный балдж (размер 3 на 0.28 кпк). В общий потенциал суммарно входят компоненты потенциала диска, сферического гало и балджа Галактики. Балдж и диск описаны согласно выражениям Миямото-Нагаи [100]. Сферически-симметричное пространственное распределение плотности темной материи в гало описывается профилем Наварро-Франка-Уайта [99]. Влияние спиральных волн плотности и сверхмассивной черной дыры в центре Галактики не учитывалось. Также мы не рассматривали динамическое трение. При массе галактики, меньшей  $\sim 10^{10} M_{\odot}$  (ур. (7) из [103]), эффект трения незначителен. Галактоцентрическое расстояние Солнца принято равным  $r_0 = 8.2$  кпк [104], орбитальная скорость Солнца бралась равной  $v_0 = 232.8$  км/с [105].

Важно отметить, что хотя фактически мы хотели бы рассматривать 2D модель плоской орбиты, этого сделать невозможно. Любая потенциальная орбита спутника, которая, казалось бы, должна лежать в плоскости Галактики, из-за большого расстояния начального положения спутника от ЦГ и от галактической плоскости сильно осциллирует по  $Z$ -координате.

Для расчетов, результаты которых представлены на рис. 3, подобрана орбита галактики-спутника с начальными координатами и компонентами пространственной скорости в прямоугольной галактоцентрической системе координат:  $XYZ = (13, 7.5, 4.6)$  кпк,  $UVW = (0, 250, 0)$  км/с.

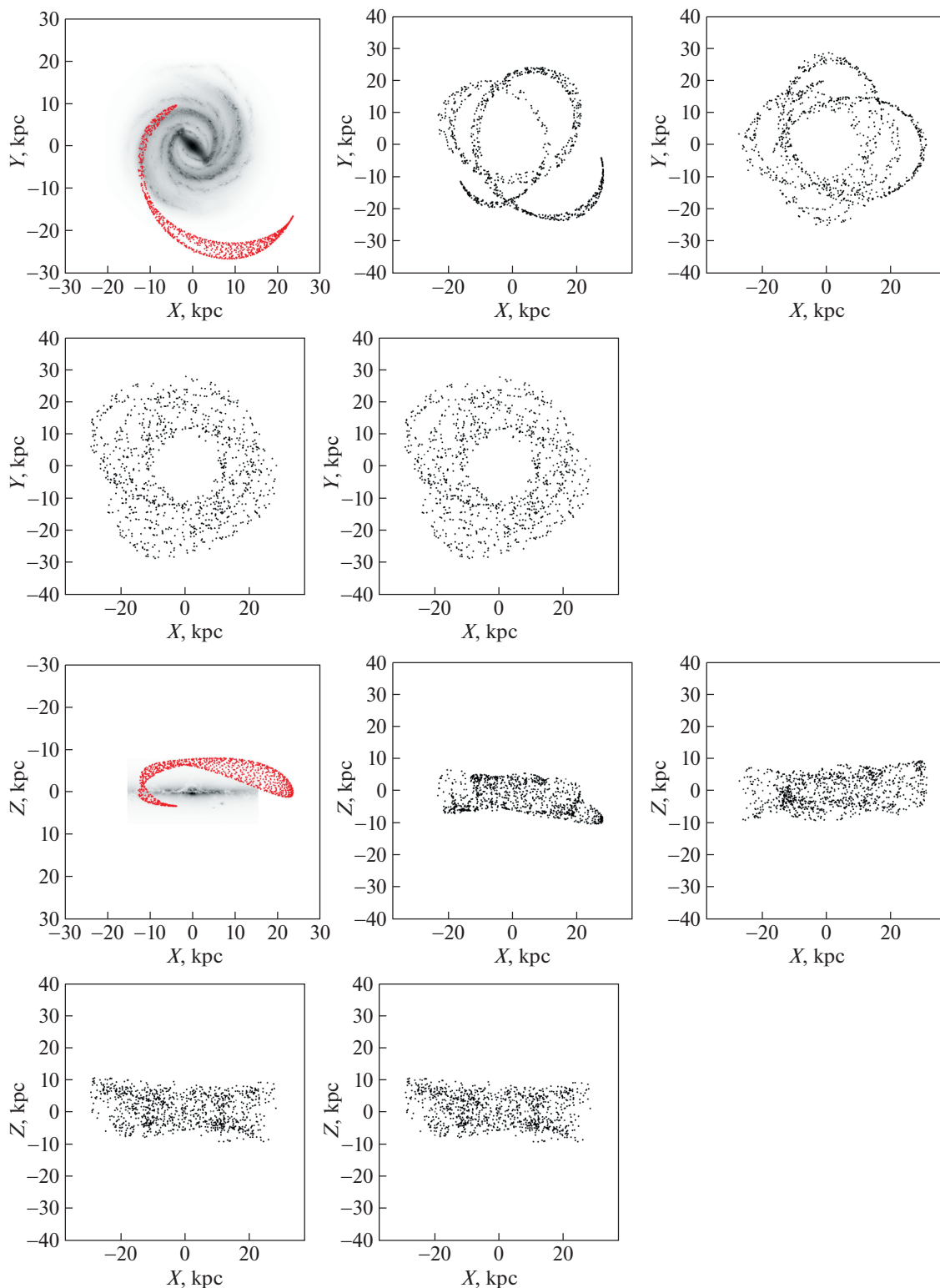
В экваториальной системе координат исходное положение спутника имеет значения  $RA = 90^{\circ}$ ,  $Dec = 90^{\circ}$ . Направления осей координат: ось  $X$  направлена к центру Галактики, ось  $Y$  – в направлении вращения галактического диска, ось  $Z$  – к Северному полюсу Галактики. Направления компонентов пространственной скорости аналогичны.

Для визуализации картины движения спутника мы использовали простую модель облака, состоящего из 1000 точек. Точки представляют собой гравитационно не связанные между собой и разлетающиеся в разные стороны звезды, звездные скопления, газовые облака и ОВ ассоциации. Орбитальное движение облака, представляющего галактику-спутник, моделируется путем решения уравнений движения точек и вывода полученных результатов в качестве 3D орбиты, построенной за выделенный временной интервал. Точки, представляющие собой продукты распада галактики-спутника (звезды, скопления звезд, звездные ассоциации и просто газовые облака), изначально расположенные за пределами галактики, в течение времени перемещаются в пространстве с разной скоростью. Направления скоростей разлетающихся точек относительно центра облака равномерно распределены по сфере, модуль пространственной скорости разлета взят равным 30 км/с.

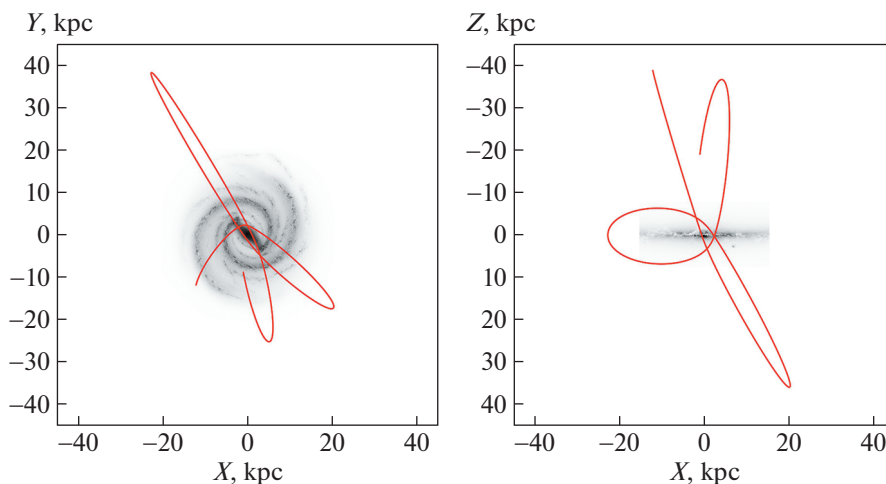
На рис. 3 показаны результаты эволюции звездного потока вплоть до 10 млрд. лет для модели, начальные условия расчетов для которой указаны выше. На левых крайних панелях рис. 3 мы видим, что в течение 1 млрд. лет спутник постепенно превращается в поток, растянутый примерно на 30 кпк. Потерянные продукты покидают спутник и образуют петлеобразный поток. Длина потока зависит от времени интегрирования. Отметим, что показанный на рис. 3 (левая пара панелей) поток сходен со звездным потоком галактики NGC 5907 [65].

На рис. 3 легко заметить, что за Хаббловское время 10 млрд. лет поток практически полностью рассеивается на периферии Галактики, входя в состав ее гало. Заметно, что плотность точек, представляющих продукты распада, не равномерна в пространстве. Уплотнения показывают остатки потока, распавшегося на несколько частей. Одна часть заполняет область вблизи балджа, остальные звезды заполняют гало практически полностью, вплоть до расстояний 40 кпк по радиусу. Ясно видна хаотизация потока со временем, вызванная отклонением потенциала от сферической симметрии.

На рис. 4 рассмотрен вариант меридиональной орбиты спутника, падающего со стороны Северного Полюса на галактический центр (ГЦ). Наблюдаются галактики-спутники, которые не могут противостоять притяжению Галактики и па-



**Рис. 3.** Результаты расчетов до момента времени 10 млрд. лет. На парах панелей (верхняя – проекция  $XY$ , нижняя – проекция  $XZ$ ) слева направо показаны стадии эволюции облака во времени на 1, 3, 5, 10 млрд. лет. Изображение галактики предоставлено библиотекой для *Python* и *galpy* ([https://github.com/henrysky/milkyway\\_plot](https://github.com/henrysky/milkyway_plot)). Эволюция звездного потока, порожденного гипотетическим спутником, проходящим через центр Галактики. Точки представляют собой звезды и звездные скопления, потерянные спутником. Начальные значения компонентов пространственной скорости  $U$ ,  $V$ ,  $W$  распределены по нормальному закону с максимумом 30 км/с. В начальный момент спутник располагался на расстоянии 15 кпк от ЦГ. Далее он двигался со скоростью  $UVW = (0, 250, 0)$  км/с. Расстояние в перигентре 12 кпк от ЦГ. Видно, что в процессе разрушения звезды и звездные скопления со временем пополняют звездное население гало и балджа Галактики.



**Рис. 4.** Радиальная (т.е. проходящая через ГЦ) орбита спутника Млечного Пути Tuscana III. Показаны проекции орбиты галактики Тукана III на промежутке 2 млрд. лет в прошлые эпохи. Спутник приближается с Северного Полюса Галактики со скоростью 100 км/с. Можно видеть, что орбита проходит практически через ГЦ. Стрелками показано направление движения спутника.

дают на нее (скорость падения может достигать 400 км/с). Пример такого падения старой (13.5 млрд. лет [106]) карликовой галактики — спутника Tuscana III — показан на рис. 4. Tuscana III ассоциируется со звездным потоком, который имеет длину 4.5 кпк, потерял 69% массы, движется по радиальной орбите и, как видим на рис. 4, продукты распада могли стать населением балджа [106].

Расположение орбиты показывает, что Tuscana III, согласно расчетам, мог проходить в прошлом через ЦГ. Орбита, проходя практически через ЦГ, значительно меняет угол относительно плоскости Галактики в меридиональном направлении. Он достигает девяноста градусов. Приближаясь к балджу (расстояние в периферии 2.5 кпк) или даже проходя сквозь него, Tuscana III совершает разворот и удаляется по вытянутой эллиптической орбите (эксцентриситет равен 0.9), затем возвращается вновь и продолжает движение по сложной замкнутой орбите (рис. 4).

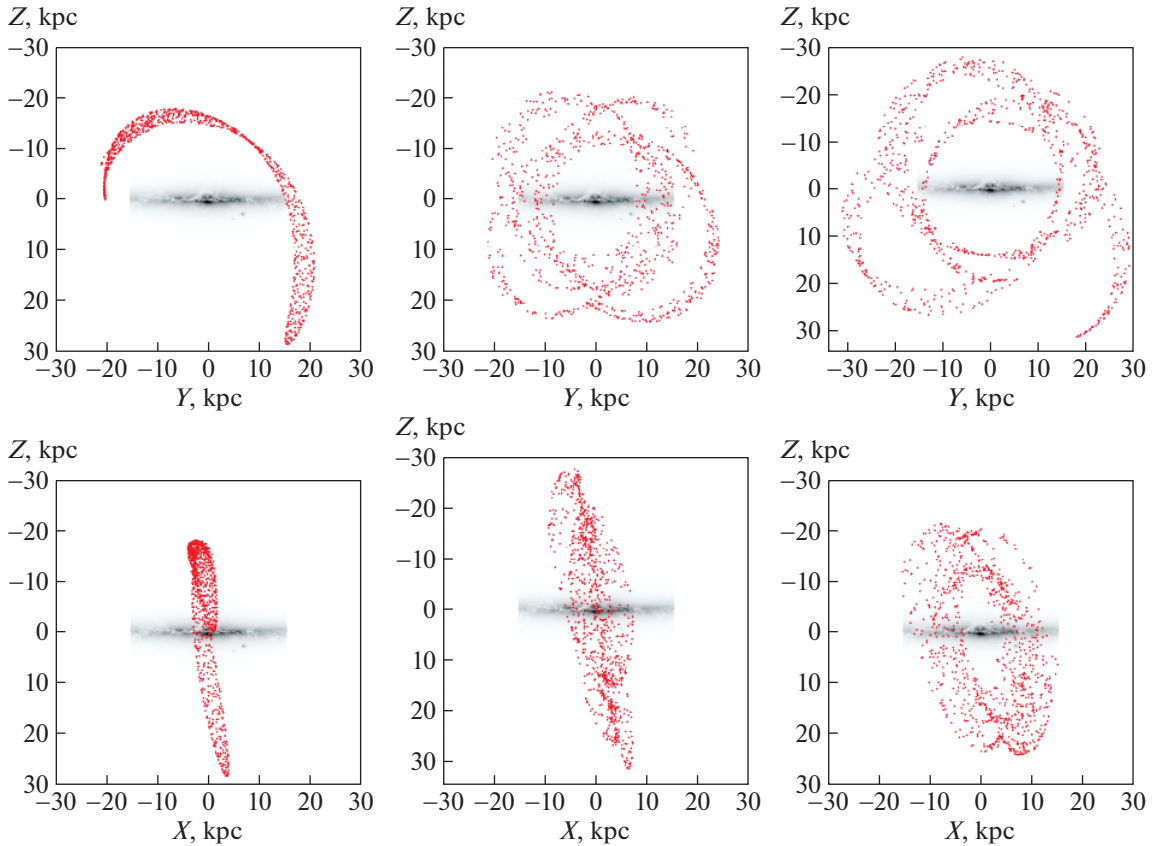
На рис. 5 показан результат расчетов движения галактики-спутника, распадающейся в течение 10 млрд. лет. Спутник движется с Северного Полюса Галактики меридионально на диск Галактики. Видим, что продукты распада заполняют область, перпендикулярную галактической плоскости. Значительная часть образовавшейся структуры растянута по Z-координате. В вертикальной плоскости ZY образуется структура, подобная кольцу с размытой внешней границей.

## 7. ОБСУЖДЕНИЕ

Галактики в плотных скоплениях, как было показано выше, ведут активную жизнь. Помимо

эволюции звездного и газового компонентов, составляющей основное содержание жизни изолированных галактик, галактики скопления могут активно взаимодействовать со своими соседями и с межгалактическим газом. Последний может как снабжать центральные, массивные сD галактики скопления газом, так и лишать быстрые галактики скопления их газового компонента за счет давления набегающего газа. Столкновения галактик не только влияют на эволюцию звездного и газового компонентов сталкивающихся галактик, но и стимулируют аккреционную активность их центральных сверхмассивных черных дыр [107]. Последнее наряду с рекуррентным накоплением и аккрецией газа сверхмассивной черной дырой в ядре массивной галактики является одной из причин появления квазаров в ядрах галактик. Настоящая статья посвящена еще одному проявлению сталкивающихся галактик — их разрушению с появлением сравнительно узких звездных потоков, всестороннему изучению которых последнее время посвящено много статей.

Причинами разрушения галактик могут быть вспышки звездообразования в них и столкновения богатых газом галактик (рис. 1). Причиной разрушения галактик-спутников низкой плотности может быть их распад в ходе приливного взаимодействия с центральной массивной галактикой. В рамках простой модели было оценено условие гравитационного захвата галактик малой массы в центральных плотных ядрах массивных галактик за счет их приливного торможения. Конечным итогом разрушения галактик, обладающих звездным населением, является появление звездного потока вдоль орбиты разрушенной галактики около более массивного спутника или ее



**Рис. 5.** Результат распада спутника, проникающего внутрь Галактики меридионально ( $W = 100$  км/с) вдоль оси вращения с Северного Полюса Галактики. Продукты распада показаны точками. Возраст потока 1, 5, 10 млрд. лет.

орбиты в скоплении галактик. В итоге детальное исследование гало нашей Галактики показало, что оно фактически является суммой сравнительно узких звездных потоков — продуктов разрушения бывших спутников Галактики [60]. Выполненное нами моделирование подтверждает этот вывод.

Длина потока определяется его возрастом и скоростью его членов. Отношение ширины звездного потока — продукта разрушения спутника галактики — к конечному размеру кольцевого потока близко к отношению характерной скорости звезд разрушенного спутника к характерной скорости звезд разрушающей галактики. При  $M \sim R^2$  последнее отношение  $\sim (m/M)^{1/4}$ , где  $m$  — масса разрушенной приливами галактики, а  $M$  — масса разрушающей галактики. Последнее соотношение может служить мерой массы галактики, разрушенной и превратившейся в звездный поток. Длина потока является мерой его возраста.

Рассмотрим условия и характерное время для диссипации звездных потоков в галактиках. Пусть звездный поток образован в результате распада галактики с дисперсией скоростей в ней  $\sigma$ . Масса большой сферически симметричной галактики, включающей этот поток  $M$ , а ее радиус —

$R$ . Дисперсия скоростей возмущающих объектов с массой  $m$  будет  $v = \sqrt{\frac{GM}{R}}$ . Радиус зоны возмущения скоростей звезд потока на величине  $\sim \sigma$  будет  $r = \frac{Gm}{v\sigma}$ . Тогда время, необходимое для изменения скорости элементов потока на величину порядка  $\sigma$  или, другими словами, с учетом (2) время разрушения звездного потока  $\tau_d$  будет

$$\tau_d = \tau_{\text{ff}} \left(\frac{\sigma}{v}\right)^2 \frac{M}{m}. \quad (9)$$

При  $M = 0.2R^2$  [17]  $\tau_{\text{ff}} = 10^5 (M_{11})^{1/4}$  лет, а  $\frac{\sigma}{v} \cong \left(\frac{m}{M}\right)^{1/4}$ . Соотношение (9) позволяет понять роль различных факторов гравитационной природы в расширении звездных потоков, возникающих при разрушении галактик. Основным из них является отношение массы галактики к массе возмущающих элементов. Для звезд отношение  $M/m \cong 10^7 - 10^{11}$ , что позволяет звездным потокам в галактиках “пережить” Хаббловское время. Звездные потоки от распада галактик малой мас-



сы в скоплениях галактик могут при  $\frac{\sigma}{v} \approx 10^{-2}$  быть разрушены за Хаббловское время галактиками этого скопления, образовав в конечном итоге непрерывную звездную среду внегалактических звезд скопления.

Приведенные оценки позволяют оценить некоторые параметры наблюдаемого “классического” звездного потока около галактики NGC 5907 [56]. Наблюдаемое отношение ширины потока к расстоянию до центра этой галактики  $\sim 1/7$  позволяет оценить отношение массы разрушенной галактики к массе NGC 5907 как  $\sim 1/2500$ . Поскольку масса NGC 5907  $\sim 10^{11} M_{\odot}$  [56], масса разрушенной спутницы  $\sim 10^7 M_{\odot}$ . Галактики таких масс при  $v \cong 250(M_{11})^{1/4}$  км/с имеют дисперсию скоростей около 35 км/с. При наблюдаемой длине потока NGC 5907  $\sim 40$  кпк [56] оценка его возраста становится  $\sim 10^9$  лет. Полученная нами модель (рис. 4) с таким возрастом близка к наблюдаемой картине потока NGC 5907.

Для успешного выделения звезд потока от разрушенных галактик на звездном фоне галактики-аккретора необходима низкая яркость фона. Это условие делает очевидным, почему известные звездные потоки галактик находятся, как правило, в периферийных областях галактик с низкой поверхностной яркостью звездного фона. Поиск звездных потоков в зонах с высокой поверхностной яркостью требует обширного анализа кинематики и химии звезд фона для выделения звезд потока. Другое, облегчающее поиск обстоятельство, – вспышка звездообразования в галактике в момент прохождения ею перицентра своей орбиты. Вероятно, что такие вспышки происходили в галактике Leo I, как свидетельствует анализ наличной наблюдательной информации [108]. Разрушающиеся в ходе столкновений и вспышек звездообразования в них галактики пополняют в конечном итоге поле межгалактических звезд скопления галактик. Наблюдения действительно демонстрируют заметный рост доли таких звезд скопления галактик со временем. Если при  $z = 0$  эта доля составляет  $\sim 40\%$ , то при  $z = 0.5$  она не превышает  $\sim 20\%$  [109].

Давно стало ясно, что толстый звездный диск Галактики и ее звездный балдж представлены двумя звездными семьями. Это предельно старые первые звезды Галактики и звезды разрушенных приливами маломассивных спутников Галактики. Разделение этих компонентов – сложная задача, решению которой может способствовать совместный анализ кинематики звезд и их химического состава. Хорошо известна заметная бимодальность [O/Fe] при [Fe/H]  $\leq -0.5$  [110]. Эта бимодальность обеспечивается наличием указанных семейств. Звезды с большим отношением

[O/Fe] являются, вероятно, предельно старыми звездами Галактики, а звезды с низким отношением [O/Fe] – звездами галактик малой массы, поглощенных в прошлом нашей Галактикой. Сравнительно малое обилие кислорода этих звезд в этом случае может быть объяснено большой интенсивностью галактических ветров этих галактик, порождаемых интенсивным звездообразованием со вспышками массивных сверхновых звезд, и малым гравитационным потенциалом таких галактик.

Слияние галактик ведет помимо появления звездных потоков к образованию галактик с необычными свойствами. Так, например, найдены галактики, газ которых вращается в направлении, обратном вращению звезд этих галактик [111, 112]. Это может быть объяснено слияниями галактик, либо аккрецией межгалактического газа с противоположным вектором углового момента. Кроме того, известны карликовые галактики с обратным радиальным градиентом обилия металлов [113], что снова может быть понято как результат слияния двух галактик или как следствие аккреции межгалактического газа на центральной области массивных галактик.

Среди необычных галактик наряду с галактиками низкой поверхностной яркости стоит отметить очень компактные карлики с массой  $10^6 \leq M/M_{\odot} \leq 10^8$  и размерами, меньше  $\sim 200$  пк [114], выпадающие из соотношения масса–радиус для обычных галактик [17]. Не исключено, что эти галактики являются ядрами более массивных S или E галактик, разрушенных приливными взаимодействиями с массивными галактиками своих плотных скоплений. Обнаружение этих пекулярных галактик еще раз подчеркивает роль взаимодействия галактик друг с другом и межгалактическим газом в их эволюции. Исследование формы звездных потоков, складывающихся после разрушения спутниц массивных галактик, позволит со временем подойти к оценке скоростей вращения темного гало последних [115].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В целом, подводя итоги настоящего исследования и ряда работ, выполненных нами ранее, можно заключить, что образование гравитационно не связанных между собой потоков звезд завершает картину эволюции компактных астрономических объектов: комет, планетных систем, звездных ансамблей различного вида (звездных скоплений и галактик). Аккумулярующие столкновения пылинок, астероидов, комет и гравитация (звездные ансамбли) концентрируют рассеянное вещество Вселенной в форме газа и пыли в компактные объекты. Процессы испарения ко-



метных ядер, гравитационного взаимодействия планет со своими звездами в планетных системах и звезд между собой в звездных системах ведут к разрушению части этих сравнительно компактных систем. В таких случаях образуются потоки из объектов, составляющих эти системы. При наличии достаточно высоких скоростей этих объектов и достаточного времени потоки, расширяясь вдоль орбит родительских систем, замыкаются в кольца (в виде торов), приблизительно совпадающие с орбитами своих родительских систем. Отношение толщины этих торов к радиусам колец, которые эти торы образуют, определяется отношением характерных скоростей членов внутри разрушенных систем к пространственным скоростям самих систем. Наблюдательное исследование потоков долгое время тормозилось сложностью выявления их членов, как правило, являющихся объектами низкой поверхностной яркости. Современные методы наблюдений подобных объектов позволяют не только отождествить их, но и изучать.

Изучаемые нами системы связывает сходство происхождения, все они появляются в результате “испарения” родительских систем и действия приливных сил на продукты распада:

1. Кометы, производящие метеорные потоки в своих планетных системах.

2. Планетные системы, производящие за счет массивных планет потоки свободных астероидов, комет и планет около своих звезд.

3. Распад скоплений звезд под действием а) потери газового компонента в исходной системе, б) звездообразования, в) в ходе динамического испарения этих систем за счет парных взаимодействий звезд.

4. Распад ОВ ассоциаций (с исходными размерами порядка толщины газового диска) Галактики вследствие потери ими газа и галактических приливных сил.

5. Распад галактик низкой плотности — спутников массивных галактик — за счет потери ими газа вследствие вспышек звездообразования или приливного влияния центральной галактики.

6. Распад галактик — членов скоплений галактик — вследствие взаимодействия с другими галактиками путем слияния или столкновений галактик между собой с превращением их в звездные потоки масштаба скоплений.

Таким образом, распад галактических, звездных и планетных систем, возникающих из газа под действием гравитации, превращает их со временем в звездные, планетные метеорные потоки, которыми пронизаны межгалактическое, внутригалактическое и околозвездное пространство соответственно. Звездные потоки в галактиках — продукты распада скоплений, ОВ ассоциаций и галактик-спутников. Они превращают звездный

компонент галактик и их гало в семейство звездных нитей и колец. Такова же морфология межгалактического звездного компонента скопленных галактик. Известно, что около половины звезд в межгалактическом пространстве в скоплениях галактик являются продуктами распада галактик. Они образуют звездное поле. Общегалактическое поле галактик их скоплений образуют и планеты, потерянные сначала своими звездами, а затем и галактиками. Микролинзирование позволяет надежно показать существование таких планет [116].

Выполненное численное моделирование позволяет, с одной стороны, понять причины большого многообразия наблюдаемых звездных потоков, расположенных как вблизи, так и внутри галактик. Они наблюдаются в хорошо изученных близких галактиках [117]. Многообразие их формы трактуется, определяется различиями начальных условий для разрушения спутников галактик. С другой стороны, хаотизация звездных потоков (возникающих при разрушении галактик-спутников) в центральных частях массивных галактик может приводить к появлению галактических сфероидальных балджей. Последние, по всей вероятности, могут практически полностью состоять из звезд поглощенных и распавшихся галактик-спутников. Наблюдения наглядно демонстрируют рост доли массы звезд балджа с увеличением массы галактик. Массы балджа и звездного диска, как правило, сравниваются при массе галактики  $\sim 6 \times 10^{10} M_{\odot}$  [118]. Это может означать, что, если дисковый компонент является в основном продуктом коллапса исходной газовой протогалактики, то балдж — результат аккумуляции звезд близких спутников малой массы с низким начальным угловым моментом.

## БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использованы программы расчетов орбит в Галактике, созданные за многие годы Бови [32]. Мы благодарны за полезные советы Дж. Бови из Департамента астрономии и астрофизики Университета Торонто, в частности, использование пакета *galpy*. Авторы благодарны рецензенту за ряд полезных комментариев и рекомендаций. Благодарим Д.З. Вибе за полезные советы.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и DFG в рамках научного проекта “Теоретическая химико-динамическая модель диска Галактики: рассеянные скопления как маркеры динамической эволюции”, грант РФФИ 20-52-12009. А.В. Тутуков частично поддержан грантом РФФИ 19-07-01198. Авторы выражают благодарность Министер-

ству науки и высшего образования Российской Федерации за поддержку в рамках гранта 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039), в рамках которого сделаны постановка задачи и раздел 8 “Заключение и выводы”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. McDonald, S. Allen, J. Hlavacek-Larroneto, et al.* *Astrophys. J.* **870**, 85 (2019).
2. *B. M. Shustov and A. V. Tutukov*, *Astron. Rep.* **62**, 724 (2018).
3. *G. Murante, O. Giovalli, O. Gerhard, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **377**, 2 (2007).
4. *W. Kausch, S. Schindler, and T. Erben*, *Astron. and Astrophys.* **513**, 8 (2010).
5. *J. Shitanish, E. Pierpaoli, T. Sayers, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 749 (2018).
6. *A. Moretti, F. Gastaldello, S. Eltori, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **528**, 102 (2011).
7. *F. Zwicky*, *Phys. Today* **6**, 7 (1953).
8. *F. Zwicky*, *Adv. Astr. Ap.* **5**, 267, 1967.
9. *Б. Воронцов-Вельяминов*, *Астрон. журн.* **35**, 858 (1958).
10. *E. Burbidge, G. Burbidge, and F. Hoyle*, *Astrophys. J.* **138**, 873 (1963).
11. *H. Arp*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **14**, 123 (1966).
12. *G. A. Toomre and J. Toomre*, *Astrophys. J.* **178**, 623 (1972).
13. *I. Bartalucci, M. Arnaud, G. Pratt, et al.* *Astron. and Astrophys.* **608**, 88 (2017).
14. *H. Ebeling, L. Stephenson, and A. Edge*, *Astrophys. J. Lett.* **781**, 2 (2014).
15. *L. Shamir*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 2767 (2020).
16. *P. Jachim, J. Kenney, M. Suu, et al.*, *Astrophys. J.* **883**, 145 (2019).
17. *A. Tutukov*, *Astron. Rep.* **63**, 79 (2019).
18. *J. Matharu, A. Muzzin, G. Brammer, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 6011 (2020).
19. *B. Sander and G. Hensler*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **501**, 5330 (2021).
20. *V. Vshivkov, G. Lazareva, G. Snytnikov, et al.*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **194**, 47 (2011).
21. *G. Dryomova, V. Dryomov, and A. Tutukov*, *Astron. Rep.* **54**, 704 (2010).
22. *J. O’Leary, B. Moster, T. Naab, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **501**, 215 (2021).
23. *M. Franks and G. Illingworth*, *Astrophys. J. Lett.* **327**, 55 (1988).
24. *S. Khoperskov, I. Zinchenko, B. Avramov, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **500**, 3870 (2021).
25. *R. Naidu, Ch. Conroy, A. Bonaca, et al.*, *Astrophys. J.* **901**, 48 (2020).
26. *G. Limberg, S. Rossi, T. Beers, H. D. Perottoni, et al.*, *Astrophys. J.* **907**, id.10 (2021).
27. *R. Ibata, K. Malhar, and N. Martin*, *Astrophys. J.* **872**, id. 152 (2019).
28. *П. Паренаго*, *Астрон. журн.* **23**, 141 (1946).
29. *Б. Воронцов-Вельяминов*, *Астрон. журн.* **31**, 1, 161 (1954).
30. *M. Chiba and T. Beers*, *Astron. J.* **119**, 2843 (2000).
31. *P. Nissen and W. Schuster*, *Astron. and Astrophys.* **511**, L10 (2010).
32. *A. da Silva, R. Smiljanic, and R. Ginbaldi*, preprint astro-ph/2012.03949 (2020).
33. *C. Kiely, K. Venn, F. Sestito, E. Starkenburg, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **506**, 1438 (2021).
34. *A. Bonaca, R. Naidu, C. Conroy, N. Caldwell, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **909**, id. L26 (2020).
35. *B. Armstrong, K. Bekki, and A. Lundlow*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **500**, 2937 (2021).
36. *Y. Li, A. Luo, Y. Lu, X.-S. Zhang, et al.*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **252**, id. 3 (2021).
37. *A. Bajkova and V. Bobylev*, *Astron. and Astrophys. Trans.*, preprint astro-ph/2007.02350 (2020).
38. *K. Spitzer and W. Baade*, *Astron. J.* **55**, 183 (1950).
39. *L. Young, D. Krajnovich, P.-A. Duc, P. Serra, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **495**, 1433 (2020).
40. *A. Stemo, J. Comerford, R. Barrows, D. Stern, et al.*, preprint astro-ph/2011.10051 (2020).
41. *G. Kordopatis, A. Recio-Blanco, M. Schultheis, and V. Hill*, *Astron. and Astrophys.* **643**, A69 (2020).
42. *J. Samsing, I. Bartos, D. D’Orazio, Z. Haiman, et al.*, preprint astro-ph/2010.09765 (2020).
43. *J. Gallagher, D. Hunter, and A. Tutukov*, *Astrophys. J.* **284**, 544 (2020).
44. *M. Kluge, R. Bender, A. Riffeser, C. Goessl, et al.*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **252**, id.27 (2021).
45. *E. Corbelli, G. Cresci, F. Mannucci, D. Thilker, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **908**, id. L39 (2021).
46. *S. Torres, A. Rebassa-Mansergas, M. Camissa, and R. Raddi*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **502**, 1753 (2021).
47. *E. Holmes*, *JBAA*, **5**, 26 (1894).
48. *L. Boss*, *Astron. J.* **26**, 31 (1908).
49. *A. Eddington*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **69**, 571 (1909).
50. *J. Kapteyn and H. Wersma*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **72**, 743 (1912).
51. *E. Bica, P. Westera, L. Kerber, et al.* *Astron. J.* **159**, 82 (2020).
52. *E. Vasiliev, V. Belogurov, and D. Erkal*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **501**, 2279 (2021).
53. *J. Wang, F. Hammer, Y. Yang, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **486**, 5907 (2019).
54. *N. Shipp, A. Price-Whelan, K. Tavangar, C. Mateu, and A. Drlica-Wagner*, *Astron. J.* **160**, id. 244 (2020).
55. *A. Bonaca, S. Pearson, A. Price-Wholand, et al.*, *Astrophys. J.* **883**, 70 (2020).
56. *P. van Dokkum, C. Gilhuly, A. Banaca, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **883**, 32 (2019).
57. *S. Reino, R. E. Sanderson, N. Panithanpaisal, E. M. Rossi, and K. Kuijken*, preprint astro-ph/2107.03798 (2021).
58. *F. Renaud, O. Agertz, J. Read, N. Ryde, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **503**, 5846 (2021).
59. *R. Ibata, K. Malhan, N. Martin, D. Aubert, et al.*, *Astrophys. J.* **914**, id. 123 (2020).
60. *S. Pearson, S. E. Clark, A. J. Demirjian, K. V. Johnston, et al.*, preprint astro-ph/ 2107.00017 (2021).
61. *A. Ferguson and A. MacKey*, *ASSL*, 420, 191 (2016).

62. *J. Carlin, R. Beaton, D. Martinez-Delgado, et al.*, *ASSL* **420**, 219 (2016).
63. *S. Laine, C. Grillmair, P. Capak, et al.*, *Astron. J.* **152**, 72 (2016).
64. *S. Laine, D. Martinez-Delgado, I. Trujillo, P.-A. Duc, et al.*, preprint astro-ph/1812.04897 (2018).
65. *P. van Dokkum, C. Gilhuly, A. Bonacca, et al.* *Astrophys. J. Lett.* **883**, L32 (2019).
66. *T. Hansen, A. Riley, L. Strigari, et al.*, *Astrophys. J.* **901**, 23 (2020).
67. *F. Roman-Oliveira, A. Chies-Santos, F. Ferrari, G. Lucatelli, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **500**, 40 (2021).
68. *F. Calura, M. Bellazzini, and A. D'Ercole*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **499**, 5873 (2020).
69. *J. Lee, T. Kimm, H. Katz, J. Rosdahl, et al.*, *Astrophys. J.* **905**, id. 31 (2020).
70. *M. Sun, C. Ge, R. Luo, et al.*, preprint astro-ph/2103.09205 (2021).
71. *Y. Yoon and G. Lim*, *Astrophys. J.* **905**, id. 154 (2020).
72. *M. Rey, A. Pontzen, and O. Agertz*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **497**, 1508 (2020).
73. *A. Tutukov, G. Lazareva, and I. Kulikov*, *Astron. Rep.* **55**, 770 (2011).
74. *J. Einasto, E. Saar, A. Chernin*, *Nature* **252**, 111 (1974).
75. *A. Font, I. McCarthy, and V. Belokurov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **505**, 783 (2021).
76. *D. Pallero, F. A. Gómez, N. D. Padilla, Y. M. Bahé, et al.*, preprint arXiv:2012.08593 (2020).
77. *M. Greener, M. Merrifield, A. Aragon-Salamanca, T. Peterken, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Lett.* **502**, L95 (2021).
78. *T. Yeager and C. Struck*, *Astrophys. J.* **905**, id. 118 (2020).
79. *C. Firmani and A. Tutukov*, *Astron. and Astrophys.* **264**, 37 (1992).
80. *T. Davidge*, *Astron. J.* **161**, 2, id.93, 13 (2021).
81. *H. Yajima, M. Abe, S. Khochfar, K. Nagamine, et al.*, preprint astro-ph/2011.11663 (2020).
82. *C. Gallart, M. Monelli, T. Ruiz-Lara, A. Calamida, et al.*, *Astrophys. J.* **909**, id. 192 (2021).
83. *J. Álvarez-Márquez, R. Marques-Chaves, L. Colina, and I. Pérez-Fournon*, *Astron. and Astrophys.* **647**, A133 (2021).
84. *F. Durret, S. Chiche, C. Lobo, and M. Jauzac*, *Astron. and Astrophys.* **648**, A63 (2021).
85. *A. Tutukov*, *Astron. and Astrophys.* **70**, 57 (1978).
86. *J. Cortes, J. Kenney, and E. Hardy*, *Astrophys. and Space Sci.* **216**, 9 (2015).
87. *J. Ren, X. Zheng, D. Valls-Gabaud, P.-A. Duc, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **499**, 3399 (2020).
88. *C. Chen, W. Du, C. Xu, T. Cao, et al.*, astro-ph/2011.00688 (2020).
89. *D. Kim, M. Im, and M. Kim*, *Astrophys. J.* **894**, 126 (2020).
90. *S. Chandrasekhar*, *Astrophys. J.* **97**, 255 (1943).
91. *X. Shao, K. Desseau, Y. Yang, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **579**, 57 (2015).
92. *D. J. Prole, R. F. J. van der Burg, M. Hilker, and L. R. Spitler*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **500**, 2049 (2021).
93. *A. Bachmann, R. F. J. van der Burg, J. Fensch, G. Brammer, and A. Muzzin*, *Astron. and Astrophys.* **646**, 57 (2021).
94. *A. Fattahi, A. Deason, C. Frank, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **497**, 4459 (2020).
95. *S. Trujillo-Gomez, J. Kruijssen, and M. Reina-Campos*, preprint astro-ph/2103.08610 (2021).
96. *P. Re Fiorentin, A. Spagna, M. Lattanzi, and M. Cignoni*, *Astrophys. J. Lett.* **907**, L16 (2020).
97. *B. Armstrong, K. Bekki, and A. Ludlow*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **500**, 2937 (2021).
98. *L. Hernquist*, *Astrophys. J.* **356**, 359 (1990).
99. *J. Navarro, C. Frenk, and S. White*, *Astrophys. J.* **462**, 563 (1996).
100. *M. Mijamoto and R. Nagai*, *Publ. Astron. Soc. Jap.* **27**, 533 (1975).
101. *M. Katsanikas, P. Patsis, and A. Pinotsis*, *International J. Bifurcation and Chaos* **21**, 2331 (2011).
102. *J. Bovy*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **216**, 29 (2015).
103. *G. Carraro, L. Girardi, and P. Marigo*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **332**, 705 (2002).
104. *P. J. McMillan*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 76 (2017).
105. *Gravity Collaboration: R. Abuter, A. Amorim, M. Bauerböck, J. P. Berger, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **625**, L10 (2019).
106. *N. Shipp, A. Drlica-Wagner, E. Balbinot, et al.*, *Astrophys. J.* **862**, id. 114 (2018).
107. *Z. Zhang, H. Wang, W. Luo, H. J. Mo, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **650**, A155 (2021).
108. *T. Ruiz-Lara, C. Gallart, M. Monelli, T. K. Fritz, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **501**, 3962 (2021).
109. *K. Furnell, Ch. Collins, L. Kelvin, I. K. Baldry, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **502**, 2419 (2021).
110. *F. Vincenzo, D. Weinberg, A. Miglio, R. R. Lane, and A. Roman-Lopes*, preprint astro-ph/2101.04488 (2021).
111. *R. Bassett, K. Bekki, L. Cortese, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **471**, 189 (2017).
112. *T. Starkenberg, L. Sales, C. Manzano-King, et al.*, *Astrophys. J.* **878**, 143 (2019).
113. *X. Wang, T. Jones, J. Hirlenstein, et al.*, *Astrophys. J.* **882**, 94 (2019).
114. *H. Mahani, A. Zonoozi, H. Hagi, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **502**, 5185 (2021).
115. *M. Valluri, A. Price-Whelan, and S. Snyder*, *Astrophys. J.* **910**, id. 150 (2021).
116. *P. Mroz, R. Poleski, A. Gould, et al.*, *Astrophys. J.* **903**, L11 (2020).
117. *D. Martinez-Delgado, A. Cooper, J. Roman, et al.*, preprint astro-ph/2104.06071 (2021).
118. *J. Mendez-Abreu, A. de Lorenzo-Caceres, and S. F. Sanchez*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **504**, 3058 (2021).