

Сверхскоростные звёзды: теория и наблюдения

А.В. Тутуков, Г.Н. Дрёмова, В.В. Дрёмов

Кинематическая особенность объектов микромира (элементарных частиц) — релятивистские скорости — сегодня является предметом научных дискуссий в плане её приемлемости для объектов макромира: звёзд, планет, астероидов, а также белых карликов, нейтронных звёзд и чёрных дыр звёздных масс. Осознание такой возможности связано с открытием Уорреном Брауном в начале XXI века сверхскоростных звёзд (СЗ), которые были предсказаны Джеком Хиллзом в 1988 г. в рамках сценария динамического захвата двойной звезды центральной сверхмассивной чёрной дырой (СМЧД). Механизм ускорения, обусловленный обменом импульсом в классической задаче трёх тел, создаёт кинетический ресурс для образования СЗ путём гравитационного захвата оставшегося компаньона. Сегодня наблюдаемый порог кинематической звёздной аномальности превышает 1700 км с^{-1} и воспроизводится в ряде сценариев, альтернативных сценарию Хиллза. СЗ могут генерироваться в ходе столкновительной эволюции звёздных скоплений, в результате взрывов сверхновых в тесных двойных звёздах, вследствие орбитальной неустойчивости тройных систем, в процессах захвата звёзд из других галактик и т.д. Наиболее перспективными в реализации аномально высоких скоростей остаются сценарии при участии чёрных дыр, массы которых варьируются от звёздных до нескольких миллиардов солнечных масс. Сценарий Хиллза занимает особое место в изучении природы СЗ, так как, построенный на идее случайного захвата двойной звезды окрестностью СМЧД, он не касается проблемы заселённости галактического центра. В этом сценарии прогнозируются согласованные статистики СЗ и захваченных звёзд, возможно, отождествляемых с S-звёздами. Открытие S-звёзд сыграло значительную роль в изучении центральной области Галактики, из анализа динамики которых независимым способом были получены неоспоримые доказательства существования СМЧД. Данный обзор кратко затрагивает историю открытия и изучения СЗ и S-звёзд, даёт представление о наблюдательных статистиках этих объектов, а также описывает методы их моделирования в постановках классической задачи трёх тел и задачи N тел. Изучаются пределы эффективного ускорения звёзд в классическом сценарии Хиллза и модифицированном, в котором допускается замена одного из компонентов двойной звезды на ещё одну СМЧД. Ускорение, продуцируемое в перекрёстном поле двух СМЧД, оказывается эффективным для генерации звёзд с релятивистскими скоростями ($1/2 \text{ с} - 2/3 \text{ с}$). Обсуждаются условия выживания таких звёзд в области экстремальных градиентов гравитационных полей в зависимости от перицентрического сближения с центральной СМЧД и её массы. В рамках вероятностной самосогласованной модели, унифицированной на основе классического и модифицированного сценариев Хиллза, прогнозируются вероятности образования СЗ в Галактике и звёзд с релятивистскими скоростями за её пределами. В обзоре обсуждаются перспективы поиска звёзд и астероидов с релятивистскими скоростями в рамках ближайших космических миссий и получения новых знаний о Вселенной.

Ключевые слова: кинематическая аномальность, динамический захват, сценарий Хиллза, S-звёзды, сверхскоростные звёзды, звёзды с релятивистскими скоростями, сверхмассивная чёрная дыра, галактики

PACS numbers: 95.10. – a, 97.10.Wn, 98.62.Js

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.11.038892>

Содержание

1. Введение (1018).
2. Звёзды с аномальной кинематикой (1019).

А.В. Тутуков ^(1, a), Г.Н. Дрёмова ^(2, b), В.В. Дрёмов ^(2, c)⁽¹⁾ Институт астрономии РАН,
ул. Пятницкая 48, 119017 Москва, Российская Федерация⁽²⁾ Российский федеральный ядерный центр
"Всероссийский научно-исследовательский институт
технической физики им. Е.И. Забабахина (ВНИИТФ),
ул. Васильева 13, 456770 Снежинск, Челябинская область,
Российская ФедерацияE-mail: ^(a) atutukov@inasan.ru, ^(b) G.N.Dryomova@mail.ru,^(c) V.V.Dryomov@vniitf.ruСтатья поступила 20 июля 2020 г.,
после доработки 19 ноября 2020 г.

2.1. "Летающие" и "убегающие" звёзды: результаты ранних наблюдений и интерпретаций. 2.2. Предсказание сверхскоростных звёзд. Сценарий Хиллза в классической задаче трёх тел. 2.3. Альтернативные сценарии генерации сверхскоростных звёзд. 2.4. Модифицированный сценарий Хиллза. Предсказание звёзд с релятивистскими скоростями. 2.5. Классификация звёзд с аномальной кинематикой.

3. Численное моделирование сценария Хиллза (1023).

3.1. Анализ спектра скоростей в классическом сценарии Хиллза. Задача трёх тел. 3.2. Критерии выживаемости звезды при выбросах из окрестности СМЧД. Задача N тел. 3.3. Динамическая модель захвата двойной звезды в окрестность СМЧД. 3.4. Расчётная популяция S-звёзд в Галактике. 3.5. Вероятность образования сверхскоростных звёзд в Галактике. 3.6. Моделирование выбросов звёзд с релятивистскими скоростями. 3.7. Вероятность образования звёзд с релятивистскими скоростями во Вселенной.

4. Открытие S-звёзд (1034).

4.1. Ранние свидетельства в пользу сверхмассивной чёрной дыры в центре Галактики. 4.2. Проекты долгосрочного мониторинга галактического центра. Методы наблюдений. 4.3. Первая орбита звезды S2. Прогресс в изучении S-звёзд. 4.4. Перспективы тестирования ОТО в режиме сильной гравитации. 4.5. Прямые подтверждения сверхмассивной чёрной дыры в центре Галактики.

5. Открытие сверхскоростных звёзд (1036).

5.1. История открытия первой СЗ. 5.2. Метод обзорного поиска в фотометрических каталогах. 5.3. ММТ-каталог сверхскоростных звёзд. 5.4. Космический телескоп Gaia и открытый каталог сверхскоростных звёзд. 5.5. Проблема подтверждения центрального выброса.

6. Поиск звёзд с релятивистскими скоростями. Возможности современной астрометрии (1040).

6.1. Методы поиска. 6.2. Будущие космические миссии. 6.3. Звёзды с релятивистскими скоростями — трассеры космологических расстояний.

7. Заключение (1041).

Список литературы (1042).

1. Введение

Очертания современной кинематической модели Галактики проявились в 1920-е годы, когда шла большая дискуссия между Харлоу Шепли и Хебером Кертисом [1, 2] по поводу размеров нашей Галактики. Выявленная ранее Якобусом Каптейном асимметрия в движении звёзд [3] нашла своё логическое объяснение в модели Бертиля Линдблада и Яна Орта о дифференциальном вращении Галактики [4, 5]. В результате были выделены звёздные подсистемы (диск и гало), отличающиеся по кинематическим свойствам и, как позднее (в 1950-е годы) заметил Бааде [6], по типам населения. К середине XX века сложилась вполне самосогласованная кинематическая модель Галактики, в которую органично вписались позже добавленные структуры: "толстый" и "тонкий" диски, балдж, спиральные рукава. Но законченный статус модель приобрести не могла, поскольку по-прежнему оставались объекты, не укладывающиеся в "организованную" кинематику, и они были выделены в отдельный класс звёзд с аномальной кинематикой. Их природа, по мере её выяснения, оказалась много богаче, чем предполагалось сначала, что потребовало отдельной классификации.

Изначально выделялись два класса быстро движущихся звёзд, скорость движения которых заметно (в несколько раз) отличалась от пекулярной скорости звёзд солнечной окрестности. Природа кинематической аномальности первых была связана с иллюзорным ускоренным движением звёзд одной подсистемы (в реальности — медленно вращающегося гало) относительно другой (быстро вращающегося диска). Кинематическая аномальность вторых объяснялась реальными физическими процессами ускорения в результате распада тесных двойных звёзд вследствие взрыва одного из компонентов как сверхновой типа SN1b/c. Эта идея впервые была высказана в 1957 г. Фрицем Цвикки [7] и впоследствии нашла многочисленные наблюдательные подтверждения [8, 9].

Последующие классы звёзд с аномальной кинематикой сначала были предсказаны, и большую роль в этом сыграла загадка невидимой массы в центральной области нашей Галактики. С середины 1970-х годов начали поступать многочисленные свидетельства в пользу кон-

центрации невидимой тёмной материи в центре нашей Галактики: из анализа лучевой скорости ионизированного газа, движение которого организовано в "миниспираль" [10], из спектроскопического изучения линий поглощения CO в звёздах, заключённых в область радиусом в одну десятую центрального парсека [11]. Данные мониторинга маленькой группы быстро движущихся звёзд в галактическом центре также указывали на присутствие невидимого объекта с массой в несколько миллионов солнечных масс, локализованного вблизи радиосточника Sgr A* [12].

Что представлял собой центральный объект — скопление тёмных остатков звёздной эволюции или одиночный объект, как, например, сверхмассивная чёрная дыра (СМЧД), — в 1980-е годы это было неизвестно. Именно тогда возникла идея поиска косвенных подтверждений существования центрального невидимого объекта. В 1988 г. Джек Хиллз предложил и обосновал расчётами сценарий динамического захвата двойной звезды центральной СМЧД в классической задаче трёх тел [13]. В ходе перераспределения импульса возможна перегруппировка двойной звезды путём замещения одного из звёздных компонентов сверхмассивной чёрной дырой, тогда как второй звёздный компонент может получить освобождение со скоростью в несколько тысяч км с⁻¹. Обнаружение таких звёзд, которые Хиллз предложил назвать сверхскоростными звёздами (СЗ), могло бы рассматриваться в пользу существования СМЧД в центре Галактики.

Но история идёт своим ходом, и первыми (в 2002 г.) были открыты захваченные компоненты двойных звёзд, или S-звёзды [14]. Своё название они получили от буквы "s" в слове "arcsecond", т.е. S-звёзды заключены в область с радиусом в одну угловую секунду дуги с центром в положении радиосточника Sgr A*. Первая сверхскоростная с гелиоцентрической скоростью ~ 850 км с⁻¹ была обнаружена Брауном и др. в 2005 г. [15] при решении задачи, которая не имела своей прямой целью поиск СЗ.

Случайный характер открытия запустил новую волну интереса к проблеме аномальной кинематики, пределы которой, как оказалось, до конца не были исследованы. Современные компьютерные лаборатории откликнулись потоком численных расчётов, моделирующих всевозможные сценарии рождения СЗ, включающие распад двойной системы при вспышке сверхновой, приливное разрушение карликовой галактики, проходящей вблизи галактического центра, динамическую эволюцию тонкого диска вокруг СМЧД, динамический захват двойных звёзд, а также звёзд скоплений гравитационным полем СМЧД и, собственно, сценарий Хиллза [16–26].

Все эти сценарии способны поддержать выбросы звёзд с пространственной скоростью (порядка нескольких сот и даже тысяч км с⁻¹), которая может превышать вторую космическую скорость Галактики в данной точке наблюдения. Именно это свойство отвечает определению СЗ как объекта с положительной энергией связи с Галактикой. Для центра нашей Галактики вторая космическая скорость, по данным Ву и др. [27], изучавших распределение круговой скорости и скорости освобождения из Галактики в зависимости от галактоцентрического расстояния, составляет ~ 750 км с⁻¹, для солнечной окрестности — ~ 500 км с⁻¹, в гало на удалении от центра на 100 кпк — $250\text{--}300$ км с⁻¹, и её оценка

уточняется по мере дальнейшего изучения распределения тёмной материи.

Таким образом, поиск механизмов эффективного ускорения звёзд стал актуальным. Особое место заняли сценарии, в которых ключевая роль отводилась чёрным дырам, причём в широком диапазоне изменения их масс: от звёздных до нескольких миллиардов солнечных — например, "кик"-сценарий ударного рассеяния звёзд на скоплении чёрных дыр звёздных масс, которые, падая к центральной СМЧД, увлекают за собой звёзды, отбрасывая их рикошетом и сообщая скорости, соответствующие статусу СЗ [28]. В *in-spiral* сценарии рассматривается погружение чёрной дыры с массой $10^3 - 10^4 M_\odot$ к галактическому центру, населённому звёздами молодого скопления [29]. Возникающий здесь механизм динамического трения [30] приводит к выбросам звёзд со скоростями в несколько тысяч км с^{-1} . Несмотря на воспроизведение наблюдаемой скорости СЗ, эти сценарии рассогласуются с данными наблюдений заселённости центра Галактики, требуя богатых окооядерных звёздных скоплений внутри центрального миллипарсека (1 мпк) [31].

Сценарий Хиллза, построенный на идее случайного захвата двойной звезды окрестностью СМЧД, оказался наиболее адекватным как в отношении проблемы заселённости галактического центра [31–33], так и в плане реалистичности компонентов сценария "двойная звезда и СМЧД", факт существования которой доказан [34]. Другой интригующий момент — согласованные статистики СЗ и S-звёзд как компонентов некогда одной родительской двойной звезды, что представляет отдельную тему исследования.

К настоящему моменту Бубером и др. [35] создана открытая версия каталога сверхскоростных звёзд (41 СЗ), основную долю в котором занимают звёзды, обнаруженные Брауном и др. [36]. Статистическое изучение СЗ позволило обобщить их свойства и проанализировать пространственное распределение, которое оказалось анизотропным [37]. Эта особенность устраняется в сценарии перичентрического сближения молодого звёздного скопления с СМЧД, который обеспечивает вспышечный характер генерации СЗ и "трассу" вдоль касательной к орбитальному движению скопления [38]. Статистика открытых СЗ хорошо согласуется с темпом их производства, предсказанным в сценарии Хиллза, — приблизительно одна звезда за миллион лет [13]. Этой группе СЗ сегодня отводится важная роль обучающей матрицы, встраиваемой в искусственную нейронную сеть для распознавания объектов среди большого объёма данных, как, например, в каталогах Gaia [39].

Скорость пространственного движения известных СЗ превышает 1700 км с^{-1} [40], в то время как теоретические оценки и модельные расчёты показывают, что сценарий Хиллза способен поддерживать более динамичные выбросы со скоростями до $0,1 c$ [26]. Но и это не кинематический предел: модификация классического сценария Хиллза с заменой одного из компонентов двойной звезды на ещё одну СМЧД обеспечивает кинетический ресурс для релятивистских выбросов при перераспределении энергии и импульса в системе трёх тел [41, 42]. И хотя рождение звёзд с релятивистскими скоростями в нашей Галактике невозможно ввиду одиночной СМЧД, что однозначно установлено по Кеплеровскому характеру орбит S-звёзд [43], появление их не исключается. Многочисленные примеры сливающихся галактик [44], а вместе с

ними их центральных частей, содержащих СМЧД, иллюстрируют условия для реализации модифицированного сценария Хиллза, продуктом которого могут быть звёзды с релятивистскими скоростями [41, 42].

Пока это гипотетический класс звёзд с аномальной кинематикой. Физическое обоснование существования таких объектов и вероятностные оценки распространённости [45] позволяют надеяться на возможность их обнаружения в недалёком будущем, подготовка которого связана с преодолением астрометрического барьера — фотометрической и спектроскопической регистрации звёзд солнечного типа на масштабах десятков и сотен мегапарсек. Насколько готовы мы встретить это открытие, отчасти расскажет настоящий обзор, построенный следующим образом.

В разделе 2 делается историческая ретроспектива открытия "летающих" звёзд и кратко излагаются концептуальные основы современной классификации звёзд с аномальной кинематикой. Раздел 3 знакомит с методами и результатами численного моделирования классического и модифицированного сценариев Хиллза в постановках задачи трёх тел и задачи N тел. Описывается вероятностный подход к проведению расчётов, позволяющий оценить вероятности генерации S-звёзд и СЗ в нашей Галактике, распространённости звёзд с релятивистскими скоростями во Вселенной, сформулировать критерии их выживаемости, а также провести анализ спектра скоростей с целью расчётного обоснования предельно возможных скоростей пространственного движения звёзд. Раздел 4 посвящён открытию S-звёзд и долгосрочному мониторингу галактического центра. Здесь приводится наиболее полный список косвенных и прямых подтверждений присутствия СМЧД вблизи положения радиоисточника Sgr A* нашей Галактики. Обсуждается ключевая роль S-звёзд в вопросе тестирования ОТО (Общая теория относительности) в режиме сильной гравитации. В разделе 5 делается полный обзор изучения СЗ, включая методы их поиска, открытый каталог сверхскоростных звёзд, обсуждение проблемы наблюдательного подтверждения центрального выброса, которая является отличительной чертой сценария Хиллза [13]. Также в этом разделе проводится презентация программы поиска СЗ на космическом телескопе Gaia (Global Astrometric Interferometer for Astrophysics). В разделе 6 уделяется внимание перспективам поиска звёзд с релятивистскими скоростями и описанию ближайших космических миссий, способных принять вызов современной астрометрии с анализом фотометрических и спектроскопических порогов обнаружения слабых объектов на межгалактических масштабах. В заключении (раздел 7) обсуждаются возможности получения новых знаний при изучении природы звёзд с релятивистскими скоростями, новой физики и уточнения фундаментальных законов гравитации.

2. Звёзды с аномальной кинематикой

Если считать колыбелью науки период античности в Древней Греции (V–VI вв. до н.э.), то на протяжении почти двух тысячелетий в астрономии господствовала парадигма неподвижности звёзд. За это время фон неподвижных звёзд играл роль удобной объектной привязки для изучения периодических явлений, связанных с видимым движением Луны и чередованием её фаз, суточного

и годичного изменений положения Солнца, а также пяти известных тогда планет. И объяснение этому, возможно, нужно искать не в низкой чувствительности наблюдательных инструментов в дотелескопическую эру: после изобретения телескопа Галилео Галилеем в 1609 г. пройдет более века, прежде чем сменится парадигма. Кроме того, известно, какой высокой точности в измерениях положения звёзд достигали астрономы восточной школы — 15 минут угловой дуги (Улугбек, первая половина XV века), а также в период европейского расцвета наук — около минуты угловой дуги (Тихо Браге, конец XVI века). Может быть, дело в незыблемости авторитетов, какими являлись каталог Гиппарха и "Великие построения" Птолемея. Что и говорить, даже революционное учение Коперника сохранило концепцию "sphaera stellarum fixarum".

Каталог Гиппарха, дополненный Птолемеем, оставался всё это время неоспоримой "вершиной" позиционной астрометрии, и каждое последующее поколение астрономов сверяло результаты своих измерений с данными более чем для 1000 звёзд знаменитого каталога с целью уточнения постоянной прецессии. Такая дань традиции была нарушена в 1718 г., когда Эдмонд Галлей, королевский астроном Гринвичской обсерватории, обратил внимание на заметные разности в положениях трёх самых ярких звёзд Северного полушария: Арктура, Сириуса и Альдебарана — по сравнению с данными каталога Гиппарха–Птолемея и сделал вывод о собственном движении звёзд. Это открытие положило начало качественно новым методам изучения строения Галактики, подтолкнуло к созданию первых кинематических моделей, включая определение апекса Солнца, и ускорило разрешение многовековой проблемы определения годичного параллакса звёзд.

2.1. "Летающие" и "убегающие" звёзды: результаты ранних наблюдений и интерпретаций

Пока применялись визуальные методы астрометрии, можно было только для самых ярких и самых близких звёзд измерять собственные движения и координаты положений. Уже к концу XVIII века, когда Маскелайн и Лаланд приблизительно для двух десятков звёзд определили собственные движения, некоторые из них были удостоены поэтического эпитета "летающие". Так зарождался исторически первый класс звёзд с аномальной кинематикой, кандидатами в которые в XIX веке была уже целая "плеяда" звёзд — Лакайль 9352, звезда Пиацци (61 Cyg), Грумбридж 1830, звезда Каптейна, в начале XX века — звезда Барнарда. К 1920-м годам была понята природа этих "быстрых", или высокоскоростных, звёзд (как их называют в западной научной литературе), которые представляли собой объекты поздних спектральных классов (K–M) с массами в несколько десятых долей солнечной массы. Скорости их пространственного движения достигали $\sim 300 \text{ км с}^{-1}$, что заметно превосходит пекулярные скорости звёзд солнечной окрестности ($\sim 20\text{--}30 \text{ км с}^{-1}$).

Идея Линдблада [4] о дифференциальном вращении Галактики, состоящей из различных взаимопроникающих звёздных подсистем, обращающихся вокруг общего центра, хорошо подошла для объяснения этих "летающих" звёзд, населяющих медленно вращающуюся подсистему гало. "Падающие" с высоких орбит, эти звёзды испытывают ускорение гравитационным полем Галактики во

время пересечения ими плоскости галактического диска, чем объясняются их высокие скорости. Но это мнимый эффект быстрого движения, возникающий вследствие разных направлений движения звёзд диска и гало.

К 1960-м годам была выделена ещё одна группа звёзд с высокими пространственными скоростями $\sim 100\text{--}300 \text{ км с}^{-1}$, движущихся в направлении, обратном движению "летающих" звёзд. Это были молодые звёзды ранних спектральных классов (B–A) с массами в несколько солнечных масс, которые как бы "убегали" из диска в гало. По предложению Вальтера Блайу [46] они так и были названы — "убегающие". Объяснение их аномальной кинематики было найдено в предложенных Поведой [47] динамических сценариях эволюции молодых звёздных скоплений и O–B ассоциаций, сопровождающейся бурной столкновительной активностью, приводящей к выбросам звёзд из скопления, а также распадом кратных (по крайней мере, тройных) звёздных систем.

Распад тесных двойных звёзд также мог бы приводить к ускоренному движению одного из компонентов вследствие взрыва его компаньона, пребывающего в статусе сверхновой SN1b/c. Этот сценарий, предложенный Цвикки в 1957 г. [7], содержит характерную особенность, которая хорошо регистрируется методом радиоанализа с высоким угловым разрешением. Речь идёт о фронтальных дугах ударных волн межзвёздного вещества, производимых движущимися со сверхзвуковой скоростью звёздами [8], получившими импульс при взрыве своего компаньона. Не только звёзды, но и компактные объекты, как, например, пульсар PSR 2224+65 ($\sim 1000 \text{ км с}^{-1}$) [9], были найдены в качестве наблюдательной иллюстрации кинематической аномальности.

В настоящее время на базе результатов Hipparcos создан каталог "убегающих" звёзд в пределах 3 кпк от Солнца, а также фото-каталог "убегающих" звёзд с зарегистрированными головными ударными волнами в ИК (инфракрасном) диапазоне WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer) миссии [8]. В рамках 3D гидродинамических моделей изучается распространение межзвёздных ударных волн в однородной молекулярной среде с учётом магнитного поля. Исследуется зависимость формы ударной волны от ориентации и однородности магнитного поля, скорости и ламинарности звёздного ветра, параметров межзвёздной среды. Вычисления переноса излучения методом Монте-Карло позволили сгенерировать синтетические ударно-волновые дуги, высвечиваемые в ИК- и радио-диапазонах, и сравнить их геометрию и распределение с реально наблюдаемыми фронтами убегающих звёзд. Это даёт перспективы в диагностике физических условий и обстоятельств выброса.

Сегодня известны около 100 убегающих звёзд, что приемлемо для статистического анализа, который, в частности, проводили Напивацкий и Силва [48], анализируя реконструированные траектории выбросов этих "убегающих" звёзд. Реконструкция производилась интегрированием назад по времени уравнений движения звёзд, отталкиваясь от современных данных их положений и скоростей. Это позволило определить место выброса и оценить начальную скорость выброса и массу звезды в момент выброса. Полученные результаты были рассмотрены в диаграмме "начальная скорость выброса — масса звезды", в которой были выявлены 10 звёзд с высокой начальной скоростью выброса ($350\text{--}500 \text{ км с}^{-1}$), превышающей вторую космическую скорость Галактики в точ-

ках их выброса. Так, статистическим методом был найден новый класс звёзд с аномальной кинематикой, который получил название "быстро убегающие". В этом названии отражается, во-первых, факт их несвязанности с Галактикой, а во-вторых, родственность классу "убегающих" звёзд, поскольку местом выброса во всех случаях оказались верхние слои диска. Первое наблюдательное подтверждение этому классу дал объект HD 271791 — спектральный гигант класса *B*, открытый Хебером в 2008 г. [49]. На сегодняшний день открыто 9 "быстро убегающих" из диска звёзд, не связанных больше с Галактикой [36].

2.2. Предсказание сверхскоростных звёзд.

Сценарий Хиллза в классической задаче трёх тел

Ещё в начале 1970-х годов Линден-Белл и Рис высказали предположение, что не только активные ядра галактик населены СМЧД, но и "молчащие" центры других галактик, подобно нашей, также могут таить их [50]. Несколько позже возникла идея поиска косвенных подтверждений присутствия центрального массивного объекта: в 1988 г. Джек Хиллз предложил сценарий динамического захвата двойной звезды (ДЗ) неклассическим объектом, таким как сверхмассивная чёрная дыра [13]. Оставаясь в рамках ньютоновской механики, Хиллз численно реализовал этот сценарий. Для статистического ансамбля из 250 начальных конфигураций было смоделировано прохождение ДЗ с массами компонентов ($1M_{\odot}; 1M_{\odot}$) и большой полуосью (в диапазоне 0,01–0,1 а.е.) вблизи СМЧД, масса которой задавалась в интервале величин 10^4 – $10^7 M_{\odot}$. Начальная конфигурация учитывала произвольность орбитальной фазы компонентов ДЗ и произвольность наклона орбиты ДЗ по отношению к СМЧД при сближениях на 1–10 а.е. Результаты численного моделирования показали, что существует ненулевая вероятность выброса одного из компонентов ДЗ с максимальной скоростью ~ 4000 км с⁻¹.

Полагая звёздную плотность в галактическом центре в радиусе 0,25 пк равной $10^7 M_{\odot}$ пк⁻³, а дисперсию скоростей — 80–250 км с⁻¹, Хиллз оценил темп генерации сверхскоростных звёзд из ДЗ с параметрами, рассмотренными в модели, 10^{-4} – 10^{-5} звёзд в год. Принимая во внимания среднюю скорость выброса этих звёзд (~ 1000 км с⁻¹), можно оценить характерное время, за которое СЗ покинут пределы Галактики — сто миллионов лет. Это значит, что в Галактике их порядка нескольких тысяч. Конечно, это приближённая оценка, поскольку модель не учитывает вероятности выживания звезды при выбросе и при пересечении галактического радиуса, а главное — вероятность захвата на расстояниях, перспективных для генерации СЗ.

Так был предсказан новый класс звёзд с аномальной кинематикой, которые, как и "быстро убегающие" звёзды, имели положительную энергию связи с Галактикой, но отличались более высокими скоростями и направлением выброса — из галактического центра. Привлечение СМЧД даёт качественно новый механизм ускорения звёзд до скоростей, которые ранее считались бы ошибкой измерений. Возможны и другие сценарии генерации СЗ.

2.3. Альтернативные сценарии

генерации сверхскоростных звёзд

Механизм ускорения одного из компонентов ДЗ вследствие взрыва второго как сверхновой накладывает

ограничение на предельно возможную скорость движения, определяемую второй космической скоростью с поверхности уцелевшего компонента. Это ограничение, например, для звезды с массой $3M_{\odot}$ (спектральный класс *B*) и радиусом $2,3 R_{\odot}$ составляет около 700 км с⁻¹. Ещё большие скорости (до 1600 км с⁻¹) могут производиться при разрушении экстремально тесных двойных систем, содержащих гелиевые звёзды с массами 4–10 $M_{\odot}$ и нейтронные звёзды. Сегодня имеются наблюдательные подтверждения таким сценариям, например, пульсар PSR 2224+65, выброшенный со скоростью ~ 1000 км с⁻¹ [9], или двойной белый карлик LP400-22, получивший про странственную скорость, превышающую 800 км с⁻¹ [51].

Примерно такой же порог скоростей достигается и в динамических сценариях, рассматривающих столкновения или близкие прохождения пары ДЗ или одиночной и двойной звёзд. Иначе обстоит дело в динамических сценариях при участии чёрных дыр: кинетический ресурс выбросов возрастает на порядок. Согласно формуле (3) из [52]:

$$v_{\text{eject}} = \alpha \sqrt{\frac{GM}{A_{\text{min}}}} \approx 275 \sqrt[3]{\frac{M}{m}} \sqrt{\frac{m}{R}} \quad (1)$$

максимальная скорость выброса звезды Главной Последовательности ($1-3 M_{\odot}$) из окрестности СМЧД с массой $10^6 M_{\odot}$ может составить более 20000 км с⁻¹. Здесь α — коэффициент порядка 1, M и m — массы СМЧД и звезды соответственно, R — радиус звезды, соответствующий размеру внутренней полости Роша r_{cri} . Для звезды, находящейся в паре с таким неклассическим объектом, как СМЧД, обязательно соблюдение условия выживаемости: минимально возможная большая полуось A_{min} рассматриваемой пары звезда–СМЧД не должна быть меньше приливного радиуса, что эквивалентно тому, чтобы звёздный компонент оставался в пределах своей полости Роша: $R = r_{\text{cri}} \sim 0,4 A_{\text{min}} \sqrt[3]{m/M}$. Как только радиус звезды превысит значение r_{cri} , звезда разрушится приливными силами.

В поле более массивной СМЧД можно было бы ожидать более высокие ускорения звезды. Но с увеличением массы СМЧД возрастает её собственный размер, радиус Шварцшильда $r_{\text{sch}} = 2GM/c^2$. Для СМЧД с массой, большей $10^8 M_{\odot}$, радиус Шварцшильда превышает приливный радиус $r_t = 2^{4/3} R \sqrt[3]{M/m}$, который показывает границу безопасного сближения звезды с СМЧД. Удвоенное значение радиуса Шварцшильда задаёт последнюю связанную орбиту вокруг СМЧД [53]. Из равенства $2r_{\text{sch}} = A_{\text{min}}$ для звезды фиксированной массы можно оценить предельную массу СМЧД, $M_{\text{cri}} = c^3 [(R/G)^3]^{1/2} [(32m)^{-1}]^{1/2}$, обеспечивающую последнюю связанную орбиту. Но энергетический ресурс этой орбиты уже не зависит от массы СМЧД, $U_{2r_{\text{sch}}} = GMm/(2r_{\text{sch}}) = 1/4 mc^2$, поэтому привлечение более массивных, чем M_{cri} , чёрных дыр для звезды фиксированной массы m не будет иметь потенциала для дополнительной скорости. Предельная энергия, заложенная в механизме выброса звезды в рамках сценария Хиллза, означает и предельно возможную скорость выброса.

Для оценки предельно возможной скорости выброса нужно рассчитать максимально возможный обмен импульсом компонентов ДЗ при прохождении перицентра орбиты относительно СМЧД. Для этого рассмотрим движение ДЗ в центральном поле несоразмерно большего по массе третьего тела, СМЧД, действие которого будем считать осреднённым. Это позволит свести постановку

задачи трёх тел к двум. Полагая, что максимально возможная передача импульса происходит при сближении компонентов ДЗ (для простоты одинаковых по массе и радиусу) на расстояние суммы их радиусов $2R$, после чего каждый из компонентов ДЗ в системе центра их масс меняет направление своего движения на противоположное: $v \rightarrow -v$, т.е. изменение скорости составит $2v$. Таким образом, максимально переданный импульс от одной звезды к другой составит $2mv$. Учитывая, что обмен происходит в области перигентра, результирующая скорость составит $v_p + 2v$, где v_p — скорость в перигентре. Величина прироста энергии в области перигентра $\Delta E = m(v_p + 2v)^2/2 - mv_p^2/2$ может быть переведена в энергию выброса, скорость которого оценивается как $\sqrt{(2\Delta E/m)}$. Полагая значение скорости звезды в перигентре порядка второй космической и оценивая орбитальную скорость компонент двойной звезды из закона сохранения энергии и импульса, можно для звёзд разных масс найти их предельные значения скорости выброса в поле СМЧД различных масс. Например, для звезды Главной Последовательности спектрального класса B с массой $3M_\odot$ и радиусом $2,3R_\odot$ максимальная скорость выброса из поля СМЧД с массой $10^6 M_\odot$ оценивается порядка 8000 км с^{-1} .

СМЧД с массой $10^8 M_\odot$, которая является критической для звезды с массой $3M_\odot$, способна реализовать максимальную скорость выброса $\sim 17500 \text{ км с}^{-1}$. Аналогичные расчёты для звезды с массой в $1M_\odot$ не намного изменят значения максимально возможной скорости выброса. Как показывают теоретические оценки, в классическом сценарии Хиллза, описывающем динамический захват ДЗ гравитационным полем СМЧД, заложено ограничение на максимально возможную скорость выброса, которая не превышает $0,1c$ [26].

2.4. Модифицированный сценарий Хиллза.

Предсказание звёзд с релятивистскими скоростями

Значения, близкие к полученному в рамках классического сценария Хиллза пределу скорости выброса, реализуются и в других сценариях: "кик"-рассеяние звёзд на скоплении чёрных дыр звёздных масс [28], *in-spiral* погружение чёрной дыры с массой $(10^3 - 10^4)M_\odot$ на дно галактического центра [29], а также захват одиночной звезды двойной СМЧД [54]. Возможность образования двойных и кратных чёрных дыр в галактических центрах есть прямое следствие иерархической модели образования галактик. Согласно формулам (6) и (7) из обзора [52]

$$\tau_{\text{GWR}} = 10^8 \left(\frac{A}{R_\odot} \right)^4 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-3} \text{ лет}, \quad (2)$$

$$v_{\text{GWR}} = 310 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/8} \left(\frac{\tau_{\text{GWR}}}{10^8} \right)^{-1/8} \text{ км с}^{-1}, \quad (3)$$

для двойной СМЧД с массами компонентов $10^6 M_\odot$ и большой полуосью 1 а.е. ($\approx 50r_{\text{sch}}$), когда шкала слияния за счёт излучения гравитационных волн τ_{GWR} оказывается ~ 80 дней, скорость выброса может достигать $0,1c$. Рассмотрение более тесных пар СМЧД с большой полуосью $\approx 5r_{\text{sch}}$ показывает, что шкала слияния СМЧД сокращается до 10 минут, при этом скорость выброса может достигать $(1/4)c$. Дальнейшее сокращение орбиты двойной СМЧД приводит к ещё большему укорочению шкалы слияния СМЧД, что сводит вероятность события случайного захвата звезды на этом этапе к нулю.

Идея включить вторую СМЧД вместо одного из компонентов ДЗ в сценарии Хиллза была предложена в 2015 г. Гилошоном и Лебом, которые реализовали её в постановке задачи трёх тел [41]. Результаты их моделирования показали, что предельная скорость выброса в модифицированном сценарии Хиллза может достигать $(1/3)c$. Такой вывод был получен на основе анализа спектра скоростей, обработанного по результатам более чем 10^5 независимых численных экспериментов по рассеянию двойной системы, состоящей из родительской СМЧД с массой M_2 и обычной звезды с массой M_3 , проходящей вблизи более массивной СМЧД с массой M_1 . Максимальная скорость выброса реализовалась примерно в 1 % случаев, смоделированных в предположении круговой орбиты двойной системы, и подлёт к центральной СМЧД происходит по параболической орбите с эксцентриситетом ~ 1 и перигентрическим сближением на десять радиусов последней устойчивой орбиты ($20r_{\text{sch}}^1$), при этом гравитационные поля обеих СМЧД — однородные. Так был анонсирован новый класс звёзд с аномальной кинематикой — "полурелятивистские" звёзды.

Использование Гилошоном и Лебом [41] для оценки максимальной скорости выброса эмпирических соотношений, полученных на основе численных расчётов Сари [55], а также допущение деформации орбиты двойной системы с сокращением размеров её большой полуоси до трёх-четырёх шварцшильдовских радиусов второй СМЧД — всё это подняло вопрос о выживаемости звезды при выбросе. Возникла необходимость в проведении повторных расчётов в рамках модифицированного сценария Хиллза в постановке задачи N тел, описывающих структуру звезды в виде гравитационно-связанных элементов. В разделе 3 будет представлено подробное изложение метода и результатов моделирования, демонстрирующих более высокий предел скорости выброса — $c/2$ [42]. Из анализа динамики разрушения звезды были скорректированы критерии выживания звезды и уточнена доля "успешных" событий, которая оказалась на порядки меньше предсказанной в [41].

Теоретические оценки максимально возможной скорости выброса звезды в модифицированном сценарии Хиллза демонстрируют достижение ещё больших скоростей — $(2/3)c$, которые получаются при учёте полного обмена импульсом между компонентами двойной системы, в результате которого скорость в перигентре возрастает на величину $2v$. Поскольку один из компонентов двойной системы является СМЧД, орбитальная скорость двойной системы оценивается как

$$v = \sqrt{\frac{2GM_2}{r_{t,2}}},$$

где $r_{t,2}$ — приливный радиус родительской СМЧД. Тогда оценка величины прироста энергии в области перигентра с учётом релятивистского сложения скоростей

$$\Delta E = mc^2 \left(1 - \frac{\tilde{v}^2}{c^2} \right)^{-1/2} - mc^2 \left(1 - \frac{v_p^2}{c^2} \right)^{-1/2},$$

где $\tilde{v} = (v_p + 2v)/(1 + 2vv_p/c^2)$, может быть переведена в энергию выброса, скорость которого оценивается как

$$v_{\text{eject}} = c \sqrt{1 - \frac{M_3^2 c^4}{\Delta E^2}}.$$

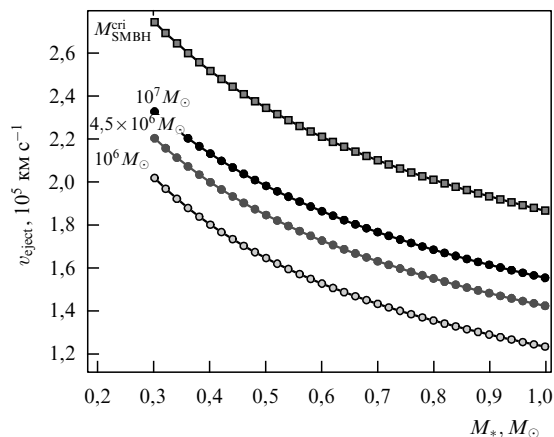


Рис. 1. Зависимость от массы скорости выброса звезды из двойной системы с СМЧД ($4,5 \times 10^5 M_\odot$) при сближении с центральной СМЧД (массы указаны рядом с кривыми) [42].

На рисунке 1 приведена зависимость скорости выброса звезды от её массы в модифицированном сценарии Хиллза [42]. Оценки выполнены для звёзд с массами $(0,3-1)M_\odot$, находящихся в паре с СМЧД с массой $4,5 \times 10^5 M_\odot$, в окрестности перицентра центральной СМЧД, масса которой варьировалась от $10^6 M_\odot$ до её предельного значения M_{cri} в зависимости от массы звезды. Таким образом, из анализа уравнений релятивистской динамики можно заключить, что модифицированный сценарий Хиллза способен объяснить природу аномальной скорости звёзд, сравнимой со скоростью света.

2.5. Классификация звёзд с аномальной кинематикой

Из вышеприведённых данных следует, что современная кинематическая иерархия звёзд с аномально высокими пространственными скоростями включает пять классов:

- 1) "летающие" ($\leq 300 \text{ км с}^{-1}$);
- 2) "убегающие" ($\leq 300 \text{ км с}^{-1}$);
- 3) "быстро убегающие" ($\geq 400 \text{ км с}^{-1}$);
- 4) "сверхскоростные" ($\geq 700 \text{ км с}^{-1}$);
- 5) звёзды с релятивистскими скоростями ($\geq (1/3)c$).

Поскольку в основу положен принцип феноменологического деления, понятие класса здесь вводится условно. Интересно отметить, что звёзды первых двух классов, в отличие от третьего и четвёртого, первоначально были обнаружены, а затем уже интерпретированы. Как упоминалось в разделе 2.1, "быстро убегающие" звёзды сначала были выделены на статистической диаграмме реконструированных параметров "скорость выброса звезды в точке выброса — масса звезды", а через год Хебером было получено первое наблюдательное подтверждение — открытый в диске объект HD 271791, сверхгигант спектрального класса B, пространственная скорость которого оказалась выше скорости убегания в точке наблюдения [49].

Первая сверхскоростная звезда была открыта Брауном и его коллегами в 2005 г. на гелиоцентрическом расстоянии $\sim 70 \text{ кпк}$ [15], хотя предсказаны они были Хиллом ещё в 1988 г. [13], а к настоящему моменту их открыто несколько десятков. Представителей пятого класса ещё не обнаружено — пока что это гипотетические звёзды.

Необходимо отметить прогностические возможности численного моделирования, которые сыграли важную роль в открытии новых классов кинематической

аномальности и результатам которых будет посвящён следующий раздел.

3. Численное моделирование сценария Хиллза

Изучение природы редких объектов, каковыми являются СЗ, строится на вероятностном подходе, позволяющем найти интервалы параметров редких событий и их корреляционные связи. Этот стандартный подход, оправданный бурным развитием суперкомпьютеров, основывается на изучении статистического ансамбля большого числа начальных состояний, из которых выбираются те, что приводят к "успешным" событиям, в данном случае — к рождению СЗ. Подход предусматривает два этапа моделирования: сначала в постановке задачи трёх тел, затем в постановке задачи N тел.

Под начальным состоянием понимается пространственная конфигурация трёх тел, включающая внутреннюю орбиту ДЗ с учётом произвольности орбитальных фаз её компонентов и большой полуоси, и внешнюю орбиту движения центра масс ДЗ относительно положения центральной СМЧД, по отношению к которой собственная орбита ДЗ ориентирована произвольным образом. Внешняя орбита задавалась эллиптической с апоцентрическим расстоянием $10^5 R_\odot$, имитируя приход ДЗ в окрестность СМЧД из "бесконечности".

Начальные собственные орбиты ДЗ генерировались случайным образом, набирая статистику 10^4 конфигураций для фиксированного перицентрического расстояния внешней орбиты относительно СМЧД с массой $3,4 \times 10^6 M_\odot$. Прототипом ДЗ для всех вариантов была выбрана хорошо изученная тесная двойная звезда — MR Cyg. Её астрофизические параметры: массы компонентов $m_1 = 4,5 M_\odot$ и $m_2 = 2,5 M_\odot$, радиусы $R_1 = 4,07 R_\odot$, $R_2 = 3,17 R_\odot$, большая полуось $A = 11,3 R_\odot$, орбитальные скорости компонентов $122,68 \text{ км с}^{-1}$ и $220,83 \text{ км с}^{-1}$.

В моделирование вовлекались ДЗ с широким диапазоном изменения большой полуоси: от тесных систем, расстояние между компонентами которых сравнимо с размерами звёзд, до широких систем [55]. Было рассмотрено пять исходных значений для A : $11,3 R_\odot$, $56 R_\odot$, $125 R_\odot$, $282 R_\odot$ и $425 R_\odot$. Перицентрические расстояния r_p варьировались в интервале значений, ограниченных сверху приливным радиусом ДЗ, который оценивается из баланса приливных сил $F_t = GM(m_1/r_t^2 - m_2/(r_t + A)^2)$ и самогравитации ДЗ $F_{s-g} = Gm_1 m_2 / A^2$, а снизу — приливным радиусом каждого из компонентов. Например, для звезды с массой $4,5 M_\odot$ и радиусом $4 R_\odot$, захваченной в поле СМЧД с массой $10^6 M_\odot$, теоретическая оценка приливного радиуса r_t составляет $310 R_\odot$, при пересечении которого звезда разрушится вследствие сил приливной гравитации. В результате были рассмотрены орбиты ДЗ с $r_p \in [r_t - 150 r_t]$, и весь статистический ансамбль начальных конфигураций трёх тел с вариацией орбитальной фазы компонентов ДЗ и наклона орбиты составил 1240000 реализаций.

3.1. Анализ спектра скоростей

в классическом сценарии Хиллза. Задача трёх тел

Стратегия поиска СЗ в модельных расчётах основана на анализе полной энергии каждого из компонентов двойной за орбитальный виток вокруг СМЧД. Она сводится к интегрированию уравнений движения трёх тел в ньютоновской механике с помощью скоростной формулировки

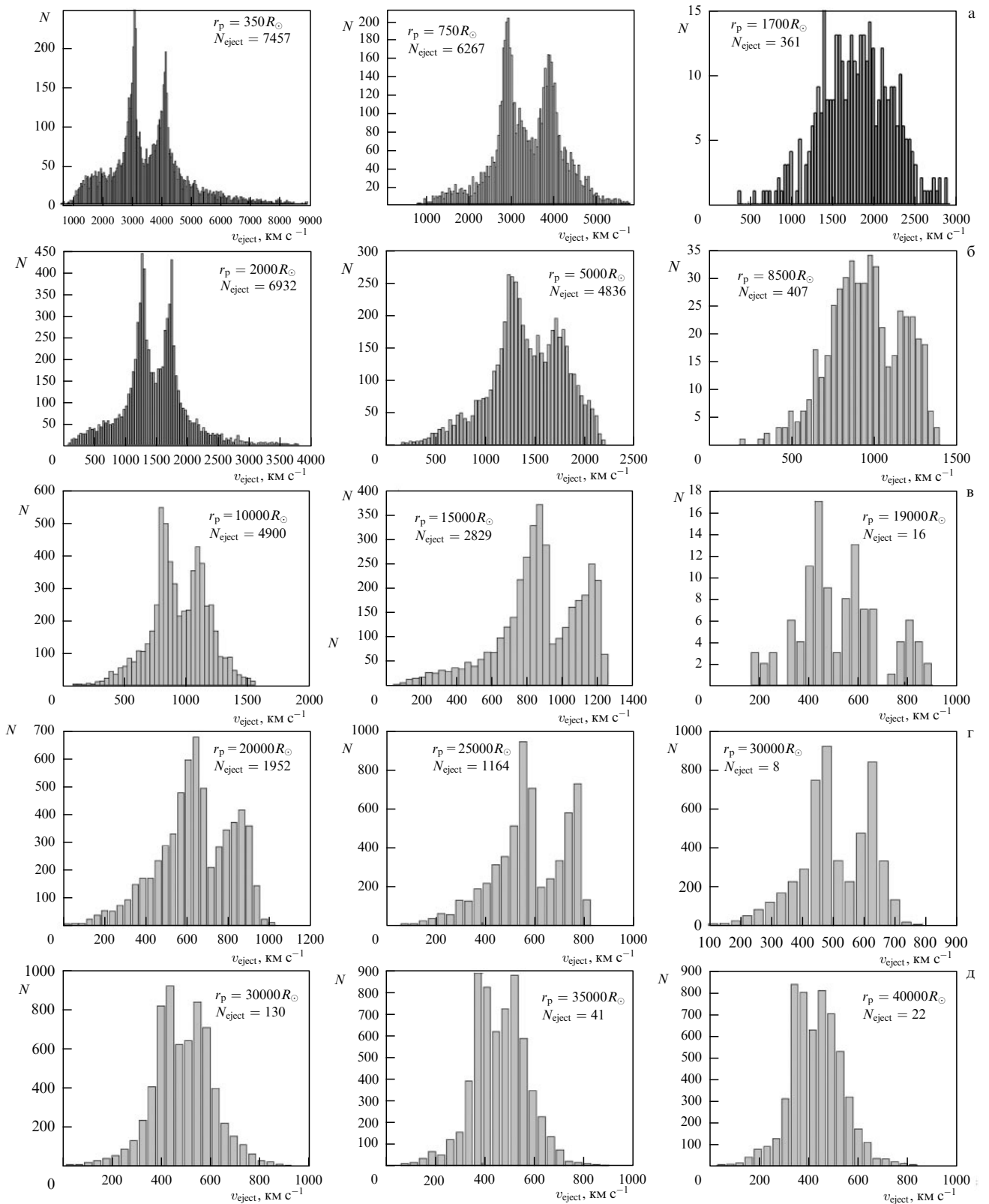


Рис. 2. Спектры скоростей выброшенного компонента ДЗ, полученные в численных экспериментах сценария Хиллза в постановке задачи трёх тел [55]. Расчёты проведены для ДЗ ($4,5M_\odot + 2,5M_\odot$), проходящей вблизи СМЧД с массой $3,4 \times 10^6 M_\odot$ для трёх произвольных значений r_p (три графика в ряду). Каждый ряд графиков соответствует пяти вариантам большой полуоси ДЗ: (а) $11,3R_\odot$, (б) $56R_\odot$, (в) $125R_\odot$, (г) $282R_\odot$ и (д) $425R_\odot$. На полях графиков приведены значения r_p и число выброшенных звёзд статуса СЗ N_{eject} .

алгоритма Верлета и Вейса [56]. Выброшенным объектом будет считаться единственно тот компонент ДЗ, полная которого энергия на момент завершения одного

орбитального витка окажется больше нуля. Кинетическая энергия выброса будет определяться величиной прироста полной энергии ΔE при условии, что выбро-

щенный компонент окажется на бесконечности, где его потенциальная энергия обращается в нуль. Это простое предположение позволяет выполнить оценку скорости выброса $v_{\text{ej}} = \alpha' \sqrt{2\Delta E/m}$, где α' — коэффициент порядка 1. Такая информация объединяется в спектр скоростей, который характеризует динамичность статистического ансамбля 10^4 орбитальных реализаций, рассчитанных для фиксированных значений r_p и A (рис. 2).

Из анализа спектра скоростей производится отбор кандидатов в СЗ (N_{ej}) по критерию $v_{\text{ej}} > 750 \text{ км с}^{-1}$, найденному Ву и др. [27], и оценка вероятности выброса как отношение числа "успешных" событий к общему числу реализаций, $p_{\text{ej}} = N_{\text{ej}}/10^4$. На рисунке 3 приведены зависимость вероятности выброса p_{ej} от r_p для всех рассмотренных значений больших полуосей ДЗ. В отличие от тесных двойных звёзд, которые дают "гарантированный" выброс ($p_{\text{ej}} \sim 0,6-0,8$) звезды из окрестности СМЧД на малых $r_p \leq 4r_t$, рассмотрение широких двойных сначала игнорировалось из-за высокой вероятности их распада до того, как они достигнут приливного радиуса. Но как показали результаты численных экспериментов по рассеянию двойных звёзд на СМЧД, привлечение всё более широких двойных ($A \rightarrow 500R_\odot$) существенно удлиняет протяжённость "коридора" выброса СЗ. Радиус зоны эффективной генерации СЗ в зависимости от большой полуоси ДЗ может достигать $\sim 1 \text{ мпк}$, при этом вероятность выброса звезды как СЗ, p_{ej} , падает на порядки ($< 10^{-3}$).

Для описания реального процесса выброса звезды из окрестности СМЧД при захвате двойной требуется учёт гораздо большего числа факторов, чем мы располагаем. Но даже на этом уровне описания понятно, что вероятность p_{ej} является лишь одним из компонентов вероятности образования СЗ в Галактике. По крайней мере необходимо учесть ещё три фактора: вероятность захвата ДЗ в зону потенциальной генерации сверхскоростных звёзд p_c , вероятность выживания звезды при выбросе p_s , а также вероятность сохранения сверхскоростных свойств звезды на всём галактическом масштабе p_g . Для оценки третьего фактора в качестве начальных данных исполь-

зуются расчётные спектры скоростей, на основе которых вычисляются потери энергии СЗ при её движении в регулярном поле Галактики. Рассматривается модель потенциала Галактики, учитывающая вклады диска, балджа, гало и тёмной материи [57]. Моделирование "пробегов" выброшенных звёзд в бесстолкновительном галактическом потенциале показало высокий фактор p_g , гарантирующий сохранение в статусе СЗ до галактических окраин 200 кпк [55].

Точечное представление звёздных компонентов позволяет в целом прогнозировать их выживаемость при близких прохождениях в окрестности СМЧД, основываясь на анализе приливного радиуса, выводимого из теории гравитации. Для более строгой оценки вероятности выживания звезды при её выбросе из окрестности СМЧД потребовались расчёты, проведённые в постановке задачи N тел, где N — число структурных элементов звезды.

3.2. Критерии выживаемости звезды

при выбросе из окрестности СМЧД. Задача N тел

Метод моделирования в подходе N тел (N body) впервые возник в физике для изучения и прогнозирования свойств веществ, которые, как известно, состоят из атомов, взаимодействующих друг с другом по определённому закону. Способ численного моделирования взаимодействия N атомов получил название *метода молекулярной динамики*, позволяющего исследовать широкий круг физических явлений.

Если можно проследить за движением каждого атома в веществе или каждой звезды в Галактике, заменив короткодействующий потенциал взаимодействия атомов на далекодействующий для звёзд, то почему бы звезду не представить набором структурных элементов, N тел. В этом случае мы смогли бы "наблюдать" изменение состояния звезды вследствие приливных сил и оценить предельное сближение, при котором звезда, возможно, избежит фатальных разрушений в гравитационном поле СМЧД.

Постановка расчётов в задаче N тел сохраняет вероятностный подход: разыгрывается статистический ансамбль исходных орбитальных конфигураций звезды в поле СМЧД, учитывающих наклон и перигентр её орбиты. СМЧД рассматривается точкой, а звезда — объектом конечных размеров, составленным из N идентичных структурных элементов, взаимодействующих друг с другом только гравитационно. Элементы задаются в виде сфер фиксированного радиуса с начальным распределением радиального профиля плотности, соответствующего моделям политропного и однородного шара. Газовое давление имитируется запретом на сближение элементов вследствие их самогравитации, при этом звезда может менять форму и разрушаться, сохраняя суммарный объём фрагментов [26].

Движение звезды в центральном поле СМЧД — это движение N структурных элементов, которые записываются в Ньютоновской форме и интегрируются с помощью скоростной формулировки алгоритма Верлета и Вейса [56], позволяющего сохранить полную энергию, импульс и его момент. В декартовых координатах система уравнений движения имеет простой вид:

$$M_k \frac{d^2 x_\alpha^k}{dt^2} = - \frac{\partial U}{\partial x_\alpha^k}, \quad k = 1, \dots, N, \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad (4)$$

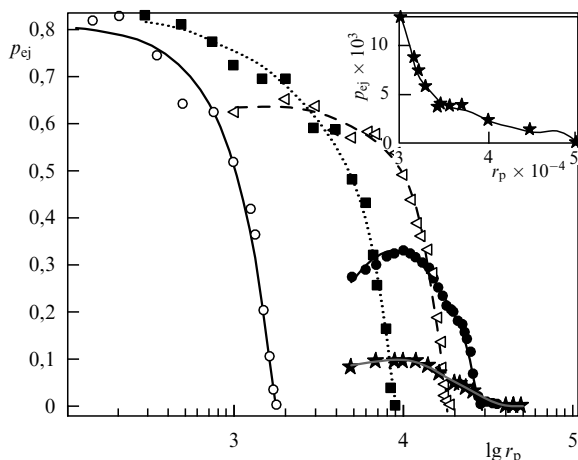


Рис. 3. Зависимость вероятности выброса СЗ из двойной системы ($4,5M_\odot + 2,5M_\odot$) от r_p для СМЧД с массой $3,4 \times 10^6 M_\odot$. Кривые рассчитаны для пяти вариантов больших полуосей в ДЗ: слева направо $11,3R_\odot$ (открытые кружки), $56,5R_\odot$ (квадратики), $125R_\odot$ (треугольники), $282R_\odot$ (заполненные кружки), $425R_\odot$ (звёздочки). На вставке увеличен масштаб расчётных величин для варианта с большой полуосью $425R_\odot$ [55].

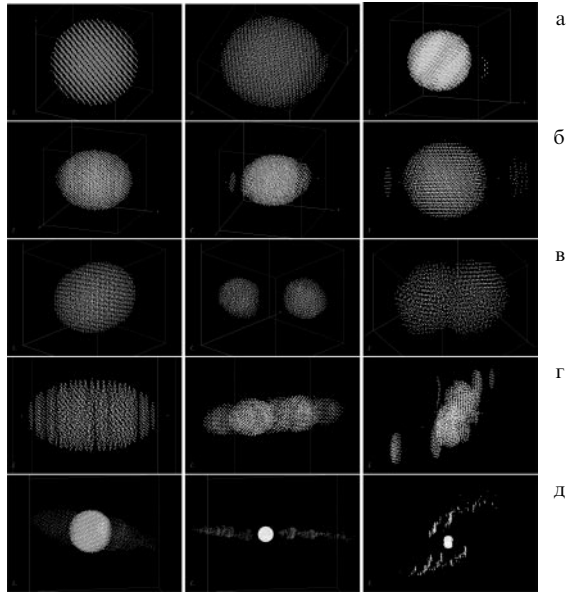


Рис. 4. Моделирование в постановке N тел ($N = 3600$) динамики изменения состояния звезды ($4,5M_{\odot}$, $4R_{\odot}$) при прохождении перигея СМЧД ($10^6M_{\odot}$) [26]. Первые четыре ряда графиков относятся к модели однородного шара, протестированной для орбит с r_p : (а) $275R_{\odot}$, (б) $250R_{\odot}$, (в) $220R_{\odot}$, (г) $200R_{\odot}$. Пятый ряд графиков (д) соответствует модели политропного шара ($n = 3$) для звезды на орбите с $r_p = 140R_{\odot}$. Эволюция состояния звезды показана слева направо. Приливный радиус в данной задаче $r_t = 310R_{\odot}$.

где $U = -1/2 \sum_{i=1}^N \sum_{j=1, i \neq j}^N GM_i M_j / r_{ij}$ — энергия гравитационного взаимодействия элементов звезды.

Эта простая (назовем её "гравитационной") модель звезды, недорогая по вычислительной стоимости, позволила эффективно организовать статистическую серию расчётов и дала возможность выделить ключевые параметры диагностики состояния звезды — потерю её массы и импактный параметр $\beta = r_t/r_p$, характеризующий проникновение звезды "под барьер" приливного радиуса r_t . На рисунке 4 отражена динамика приливных деформаций звезды, захваченной в поле СМЧД ($10^6M_{\odot}$) при разных сближениях [26].

Результаты численных расчётов показывают, что в политропной модели с показателем $n = 3$ звезда гораздо глубже погружается "под барьер" приливного радиуса ($\beta = 3,5$), при этом потеря массы может достигать до $\sim 80\%$, тогда как в модели однородного шара уже при $\sim 10\%$ потери массы звезда разрушается, хотя её проникновение "под барьер" приливного радиуса соответствует $\beta \sim 1,38$. Важно подчеркнуть, что кратковременный выход внешних частей разреженной и протяжённой оболочки звезды за пределы её полости Роша может вести к потере только части оболочки, сама же звезда сохраняется.

Найденные критерии были проверены в сравнении с результатами моделирования приливных разрушений звезды в поле СМЧД, полученных с помощью гидродинамических 3D-кодов, использующих эйлерово-лагранжевы сеточные методики, а также с результатами аналитических моделей, основанных на аффинном формализме [58]. Такие расчёты были инициированы ещё в 1980-х годах задачей исследования природы ярчайших вспышек, повсеместно наблюдаемых в галактических ядрах. Природу этих вспышек начиная с работ Линдена-Белла [59] и

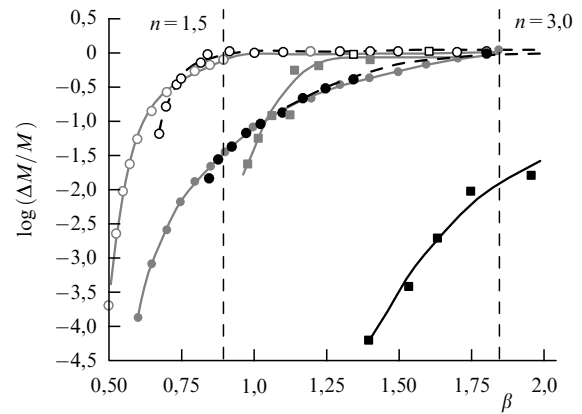


Рис. 5. Зависимость потери массы звезды (с начальной массой $1M_{\odot}$) $\Delta M/M$ вследствие приливных разрушений в поле СМЧД ($10^6M_{\odot}$) в зависимости от импактного параметра β . Заполненные кружки соответствуют модели звезды с политропой $n = 3$, открытые кружки — политропе с $n = 3/2$. Серыми кружками показаны результаты [64], чёрными кружками — результаты [63]. Квадратиками представлены результаты [26], полученные в модели однородного шара (серый цвет) и в модели политропного шара с индексом $n = 3$ (чёрный цвет). Штриховыми линиями показаны границы полного разрушения звезды, полученные для политроп с $n = 3$ и $n = 3/2$ в [63, 64].

Докучаева, Озерного [60] принято связывать с возможными разрушениями звёзд в поле СМЧД, которые время от времени (из-за нестационарности аккреции) "оживляют" СМЧД, превращая её в квазар. Но возможны и другие причины поярчания СМЧД, вклад которых можно было бы уточнить исходя из статистики актов звёздных разрушений, пока остающейся весьма неопределённой [61, 62].

Сравнение простой "гравитационной" модели звезды [26] с более реалистичными в описании внутреннего строения звезды моделями (например, модель вложенных эллипсов Иванова, Новикова [63] или гидродинамическая модель Гилошона и Рамиреса-Руиза [64]) показало, что выходные параметры модели однородного шара, представленные в диаграмме "импактный параметр — потеря массы звезды", находятся в области средних значений моделей [63, 64], рассчитанных для политроп $n = 3$ и $n = 3/2$ (рис. 5).

Для оценки вероятности выживания звезды при выбросе её как СЗ использовался статистический ансамбль 350 начальных конфигураций тесной двойной звезды MR Cyg с произвольным заданием орбитальной фазы компонентов, наклона орбиты ДЗ и её перигея $r_p \in [(1/3)r_t - 4r_t]$ [65]. Учёт орбитального движения компонентов в двойной звезде и их взаимное гравитационное взаимодействие привели к корректировке критериев выживания звезды [55, 65]. В моделировании N тел различались три варианта финальных состояний тесной двойной звезды после её сближения с СМЧД: разрушение звезды, слияние компонентов в одиночную звезду и разделение компонентов на две самостоятельные орбиты, внешняя из которых отождествлялась с кандидатом в СЗ (рис. 6).

Расчёты с привлечением более массивных СМЧД ($\geq 10^6M_{\odot}$) позволили изучить зависимости темпа потери массы звезды и её максимальной скорости выброса от перигея сближения и массы СМЧД (рис. 7, 8)

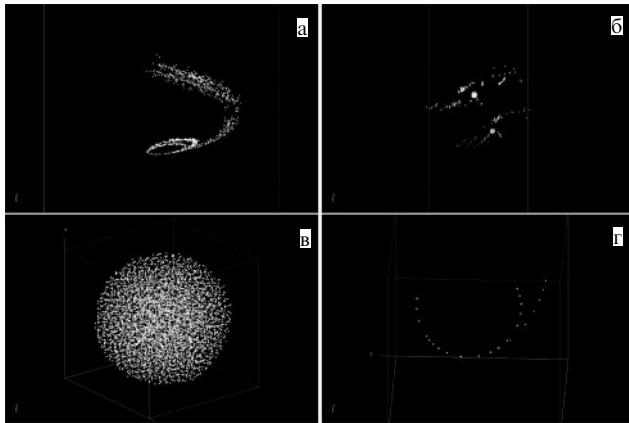


Рис. 6. Фрагменты моделирования в постановке задачи N тел ($N = 5300$) динамики изменения состояния компонентов MR Cyg ($4,5M_{\odot}$, $4R_{\odot}$; $2,5M_{\odot}$, $3,2R_{\odot}$) при прохождении перигентра СМЧД ($10^6M_{\odot}$) [65]. Компоненты ДЗ заданы в модели политропного шара ($n = 3$) и протестированы для расчётных орбит с: $r_p = 85R_{\odot}$, $150R_{\odot}$, $300R_{\odot}$, $500R_{\odot}$ (графики а, б, в, г соответственно). Показаны примеры возможных последствий прохождения перигентра: разрушение компонентов (а), выброс главного компонента MR Cyg как СЗ ($v_{\text{eject}} = 2760 \text{ км с}^{-1}$) с 15 % потерей массы (б), слияние компонентов (в), выброс спутника MR Cyg как СЗ по касательной к перигентрической дуге ($v_{\text{eject}} = 2300 \text{ км с}^{-1}$) без потери массы (г).

[26]. Для политропной модели оказалось, что во всех случаях выживания звезды потеря её массы не превышала 25 % от начальной, а разлёт структурных элементов не выходил за удвоенный начальный радиус звезды. Таким образом, из расчётов был найден критерий (25 % уровень потери массы), при котором сохраняется структурная целостность звезды при её прохождении на расстоянии от СМЧД, в два-три раза меньшем теоретически допустимой оценки приливного радиуса.

Статистика по финальным состояниям позволила оценить вероятность выживания звезды с массой $4,5M_{\odot}$ при её выбросе как сверхскоростной из окрестности СМЧД ($10^6M_{\odot}$) в сценарии Хилла (рис. 9). Согласно расчётам [26, 65], проведённым в постановках задачи трёх и N тел, вероятность выживания звезды обращается в нуль при $r_p < 85R_{\odot}$, что составляет $(1/3)r_t$, а при подлёте к СМЧД на расстояние $r_p \in [1/3r_t - r_t]$ звезда может уцелеть. На расстояниях, превышающих $3r_t$, вероятность выживания

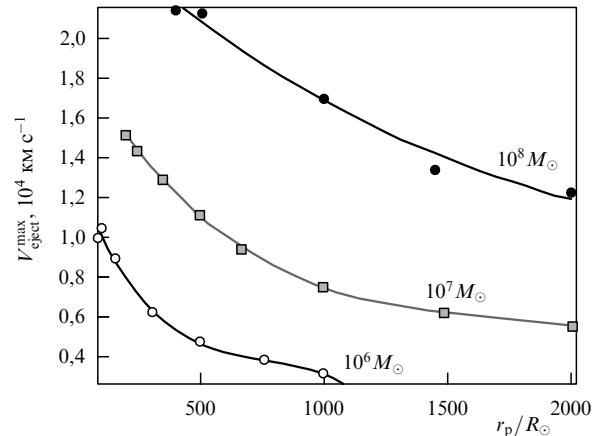


Рис. 8. Зависимость максимальной скорости выброса $V_{\text{eject}}^{\text{max}}$ одного из компонентов ДЗ от r_p . Кривые получены из обработки спектров скоростей, рассчитанных в постановке задачи трёх тел для СМЧД с массой: $10^6M_{\odot}$, $10^7M_{\odot}$, $10^8M_{\odot}$ (кривые снизу вверх) [26].

составляет 1, так как отсюда не генерируются выбросы, соответствующие статусу СЗ.

Эти результаты позволили сделать вывод об эффекте, аналогичном эффекту туннелирования в ядерной физике, т.е. способности звезды на короткое время проникать "под барьер" приливного радиуса, избегая при этом приливных разрушений и "черпая" ускорение для выброса в статусе СЗ. В модельных расчётах время прохождения сектора перигентра составляет секунды по сравнению с орбитальным периодом ДЗ ~ 50 дней.

Таким образом, результаты моделирования в постановке задачи N тел показывают, что для диагностики статуса СЗ недостаточно полагаться только на анализ спектра скоростей.

3.3. Динамическая модель захвата двойной звезды в окрестность СМЧД

Согласно современным данным наблюдений, популяция звёзд в центральном парсеке составляет десятки тысяч, на удалении 0,1 пк от центра их численность падает до нескольких сотен, в радиусе 0,01 пк обнаружено ~ 30 В-звёзд, в центральном миллипарсеке (мпк) — одна звезда [32–34]. Столь бедная статистика наталкивает на мысль о случайном характере захвата звёзд в централь-

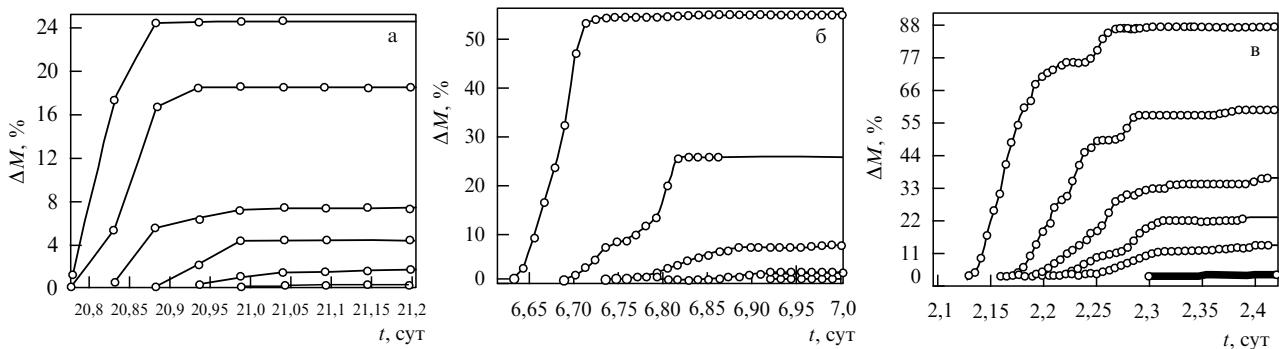


Рис. 7. Семейства кривых потери массы ΔM со временем t (в днях) для одиночной звезды ($4,5M_{\odot}$, $4R_{\odot}$) при прохождении перигентра на фиксированном r_p [26]. Звезда задана в модели политропного шара ($n = 3$) в постановке задачи N тел ($N = 3500$). Расчёты проведены для трёх вариантов СМЧД: $10^6M_{\odot}$, $10^7M_{\odot}$, $10^8M_{\odot}$ (графики а, б, в соответственно). Кривые сверху вниз соответствуют орбитам с $r_p = 85R_{\odot}$; $90R_{\odot}$; $100R_{\odot}$; $115R_{\odot}$; $125R_{\odot}$; $150R_{\odot}$ (а), $r_p = 150R_{\odot}$; $200R_{\odot}$; $250R_{\odot}$; $300R_{\odot}$; $400R_{\odot}$ (б), с $r_p = 250R_{\odot}$; $350R_{\odot}$; $450R_{\odot}$; $550R_{\odot}$; $650R_{\odot}$ (в).

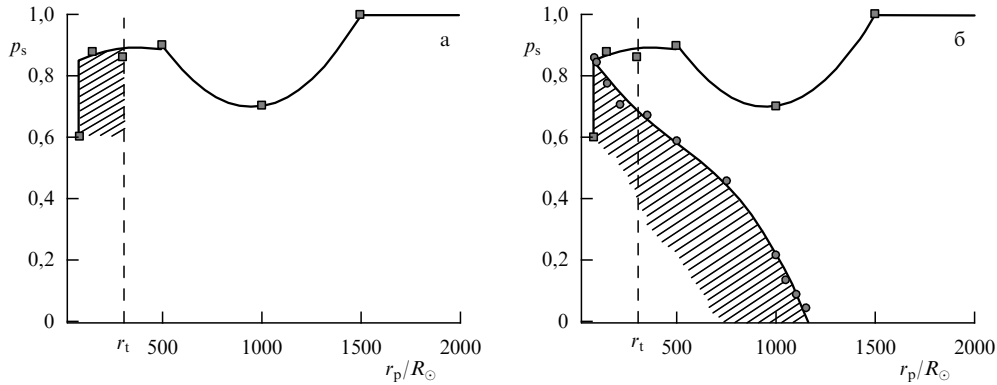


Рис. 9. (а) Вероятность выживания звезды ($4,5M_{\odot}$, $4,07R_{\odot}$) при выбросе из окрестности СМЧД ($10^6M_{\odot}$) в зависимости от r_p . Модельная кривая рассчитана по ансамблю 300 произвольных начальных конфигураций в постановке задачи N тел для политропы с $n = 3$ [26]. (б) Повторяет (а) с учётом вероятности выброса одного из компонентов ДЗ со скоростью выше 750 км с^{-1} , рассчитанной по ансамблю 200000 начальных конфигураций в постановке задачи трёх тел [26]. Заштрихованная область левее штриховой линии на обоих графиках показывает зону туннелирования, в которой звезда способна "выжить" и ускориться до $0,03c$.

ную область Галактики. Поэтому для оценки вероятности захвата звезды в окрестность СМЧД была выбрана модель послойного заселения центральной области Галактики [66] в соответствии с наблюдаемым градиентом звёздной плотности.

Модель заселённости отражает диффузионный этап роста СМЧД, который превалирует в современную эпоху, когда чёрная дыра уже сформирована и корректирует свою массу за счёт рассеяния (диффузии) звёзд окрестных скоплений во время их перицентральных сближений. Это длительный процесс, определяемый временем приливного торможения звёзд в поле СМЧД $\tau_{\text{dif}} \sim v^3/(\pi G^2 \rho_{\text{cl}} M_{\text{SMBH}})$, где v — дисперсия скоростей в скоплении порядка кеплеровской скорости, ρ_{cl} — средняя плотность центрального скопления, M_{SMBH} — масса СМЧД.

Звёзды модельного скопления в начальный момент времени находятся на регулярных орбитах, заключённых в шаровом слое $0,01 \text{ пк} < r < 0,1 \text{ пк}$. В результате серии случайных парных столкновений орбиты звёзд возмущаются, что приводит к постепенному "падению" некоторых звёзд в область радиусом $< 1 \text{ мпк}$ с центром в положении радиосточника Sgr A*. Это расчётно-обоснованная граница области потенциальной генерации СЗ [55] в рамках сценария Хиллза [13], а значит, оставшийся после выброса другой компонент двойной звезды может рассматриваться кандидатом в S-звёзды.

В модели центрального заселения [66] использовалась интегральная кривая вращения Галактики, рассчитанная с учётом трёх компонентов (диск, гало, балдж) по данным высокоразрешающей спектроскопии линий СО и НI, а также ОН и SiO мазеров инфракрасных звёзд [67]. "Сшитая" из двух ветвей, внутренней и внешней, кривая вращения (рис. 10) характеризует сферу действия СМЧД как контролирующую движение звёзд на $r < 1 \text{ пк}$ в соответствии с законом Кеплера и демонстрирует влияние галактического потенциала на звёзды, орбиты которых проходят дальше 1 пк от центра. Именно внешняя ветвь кривой вращения отражает реальную заселённость звёзд во всех галактических подсистемах и позволяет методом экстраполяции выполнить вириальную оценку динамической массы, заключённой в области $0,01 \text{ пк} < r < 0,1 \text{ пк}$, чтобы спрогнозировать заселённость центра Галактики без сегрегации по массам (рис. 10).

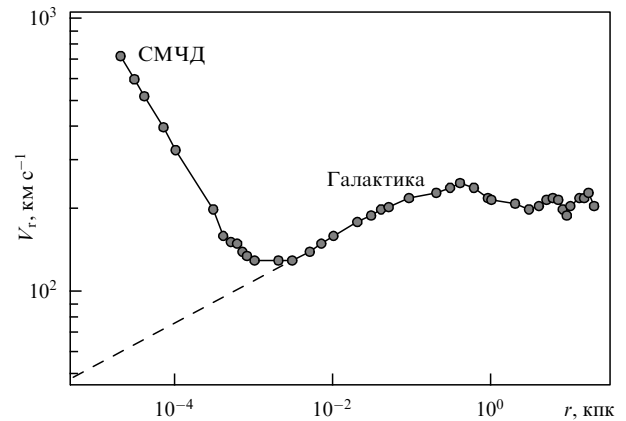


Рис. 10. Логарифмическая кривая вращения Галактики [67]. Кривая "сшита" из двух ветвей — внутренней ($r < 1 \text{ пк}$), характеризующей влияние СМЧД, и внешней, показывающей влияние галактического потенциала ($r > 1 \text{ пк}$). Для оценки центральной заселённости внешняя ветвь кривой вращения экстраполирована в область $r < 1 \text{ пк}$ (штриховая линия).

Среднее время "выталкивания" ДЗ из шарового слоя в область $r < 1 \text{ мпк}$ оценивается через характерное время между двумя последовательными возмущениями орбиты τ и число единичных возмущений n , т.е. $\bar{t} = \tau n$. По аналогии с теорией столкновительных процессов величина τ есть эквивалент длины свободного пробега λ при заданной дисперсии скоростей $\sigma_v \sim 60 \text{ км с}^{-1}$ в соответствии с круговой скоростью вращения [67]. Длина свободного пробега λ , в свою очередь, определяется эффективным радиусом рассеяния $r_{\text{eff}} = 2Gm/\sigma_v^2$, характеризующим расстояние между звёздами массы m , на котором энергия их гравитационного взаимодействия порядка кинетической.

Вследствие каждого единичного возмущения искажается перицентр орбиты, положение которого пересчитывается из уравнения движения, в предположении, что ДЗ сохраняет связанность в центральном поле СМЧД. Такой подход в значительной степени упрощает анализ возмущений, не требуя прямого расчёта орбиты ДЗ. Событие захвата диагностируется по факту пересечения перицентром орбиты ДЗ границы области потенциальной генерации СЗ, проходящей на расстоянии 1 мпк от СМЧД.

Величина, обратная среднему времени "выталкивания", есть вероятность захвата ДЗ в область потенциальной генерации СЗ, p_c . Учёт всех начальных положений ДЗ в шаровом слое на удалении от центра ($0,01 \text{ пк} < r < 0,1 \text{ пк}$), откуда она могла быть вытолкнута, даёт полную вероятность её захвата $p_c \approx 2 \times 10^{-5}$ в год. Также необходимо учесть, что в численных экспериментах [55] выбросы одного из компонентов ДЗ происходили при $r_p < 1 \text{ мпк}$, чтобы гарантировать захват второго компонента ДЗ как S-звезды, вероятность которого будет оцениваться как $p_c(r_p/1 \text{ мпк})^3$.

Таким образом, вероятность генерации СЗ в сценарии Хиллза p оценивается как совместная вероятность случайного прохождения двойной звезды вблизи СМЧД на расстоянии меньше 1 мпк, которое повлекло бы за собой одновременно выброс одного из компонентов ДЗ и захват другого. При этом скорость выброса звезды должна быть достаточной для преодоления потенциального барьера СМЧД ($> 750 \text{ км с}^{-1}$ [27]) в соответствии со статусом СЗ, и звезда должна избежать разрушений, сохраняя свои сверхскоростные свойства на всём галактическом масштабе — $p = p_c(r_p/1 \text{ мпк})^3 p_{ej} p_s p_g$.

3.4. Расчётная популяция S-звёзд в Галактике

Поскольку процесс генерации СЗ и захват второго компонента рассматриваются в рамках одного и того же сценария Хиллза, их популяции должны быть скоррелированы. Это условие позволяет спрогнозировать статистику S-звёзд и распределения по массе и большой полуоси в парах СМЧД–S-звезда. Ключом к этой статистике является скорость выброса звезды как СЗ, v_{ej} (см. раздел 3.1). По скорости выброса можно оценить унесённую сверхскоростной звездой энергию из системы трёх тел, тогда как оставшаяся энергия

$$E_S = \frac{m_S v_p^2}{2} - \frac{m_{ej} v_{ej}^2}{2} - \frac{GM_{SMBH} m_S}{r_p} \quad (5)$$

пойдёт на поддержание пары СМЧД–S-звезда с большой полуосью $a = (r_a + r_p)/2$, где v_p и r_p — скорость и расстояние захваченной звезды в перигентре (откуда происходит выброс СЗ) и r_a — расстояние в апоцентре орбиты, которое вычисляется из уравнения движения:

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2}{m_S} (E_S - U(r)) - \frac{M^2}{m_S^2 r^2}} = 0. \quad (6)$$

Здесь m_{ej} и m_S — массы выброшенного и захваченного компонентов ДЗ, M_{SMBH} — масса СМЧД, $U(r)$ — энергия гравитационного взаимодействия сверхмассивной чёрной дыры с захваченным в её окрестности вторым компонентом ДЗ и M — момент импульса.

Рассматривая весь статистический ансамбль начальных конфигураций ДЗ, можно построить орбитальное распределение захваченного в окрестность СМЧД компонента ДЗ. Оказывается, что при наиболее вероятном захвате ДЗ, который повлечёт генерацию СЗ, формируется компактная орбита S-звезды, большая полуось которой заключена в узком интервале величин $(3-4) \times 10^4 R_\odot$ (рис. 10) [68]. Орбиты наблюдаемых S-звёзд оказываются более протяжёнными, $A \in (0,2-6) \times 10^6 R_\odot$ [34]. Одна из причин расхождения, вероятно, связана с требованием генерации СЗ, которое реализуется на малых r_p , и, как следствие, захваченный компонент оказывается на более компактной орбите. Если ослабить условие выброса, по-

лагая, что скорость выброса может быть произвольной, необязательно приводящей к генерации СЗ, то и орбиты S-звёзд будут больше, согласуясь с наблюдениями.

Другие причины расхождения отражают, соответственно, другие сценарии происхождения S-звёзд, например, в процессе естественного звездообразования в окрестности галактического центра, глубокая потенциальная "яма" которого эффективно удерживает газ и вовлекает его в процесс звездообразования, согласно расчётам Луза и др. [69]. Происхождение S-звёзд может быть связано с приливным "обдиранием" молодых звёздных скоплений при их сближениях с центральной СМЧД, как показывают расчёты Фраджоне и др. [70]. Примером такого скопления является молодое плотное скопление Арки.

Возможный сценарий появления центральных звёзд (S-звёзд) — это разрушение близких спутников нашей Галактики. В настоящий момент открыто 15 звёздных потоков в рамках проекта DES [71], что свидетельствует об активности этих процессов. Эффекты наблюдательной селекции также могут искажать характер наблюдаемого распределения по большим полуосям, поскольку звёзды, заключённые в центральной области радиусом 1 мпк, пока недоступны наблюдениям, или, может быть, их там нет.

Результаты численного моделирования в рамках сценария Хиллза позволяют предсказать заселённость галактического центра S-звёздами из соотношения времени захвата двойной звезды окрестностью СМЧД и возраста нашей Галактики ($\sim 13,6$ млрд лет) с условием, что при захвате обязательно произойдёт выброс СЗ. Время эволюции S-звёзд определяется, как и для обычных звёзд, темпом ядерного горения. Процессы, которые могли бы ускорить ход эволюции звезды, — магнитное и/или гравитационное торможение — не являются эволюционно значимыми [52, 72].

Этот вывод хорошо иллюстрирует рис. 11, на котором представлены расчётные зависимости временных шкал захвата ДЗ от её большой полуоси A и r_p . Здесь же демонстрируется модельная статистика S-звёзд [68], воспроизведённая по ансамблю 250000 начальных орбитальных конфигураций ДЗ с фиксированным значением большой полуоси. Это обстоятельство потребовало коррекции статистики S-звёзд за фактор селекции по большой полуоси, оцениваемый как доля рассмотренных в моделировании ДЗ от их общего числа, задаваемого начальным распределением по A [73–76]. Такой подход оправдан в предположении идентичности A -распределения звёзд как в центральных частях Галактики, так и в солнечной окрестности.

Для учёта влияния эффекта сегрегации звёзд по массам на статистику S-звёзд выполнялась свёртка спектра масс с временем жизни S-звёзд, оценённым как для звёзд Главной Последовательности. В качестве спектра масс использовались два варианта начальной функции масс (НФМ) — $dN \sim M^{-1,35} dM$ для двойных звёзд солнечной окрестности [77–79] и $dN \sim M^{-2,35} dM$ для одиночных звёзд [80]. В обоих вариантах НФМ результаты практически не отличаются (рис. 12) — лишь небольшая доля ДЗ смогла сгенерировать выбросы СЗ, а значит, населить галактический центр S-звёздами за время существования СМЧД. Интегралы под кривыми на рис. 12 на интервале масс $(0,5-5)M_\odot$ дают исправленные статистики ($\sim 1000-2000$ S-звёзд), накопленные за время жизни Галактики, в её центре.

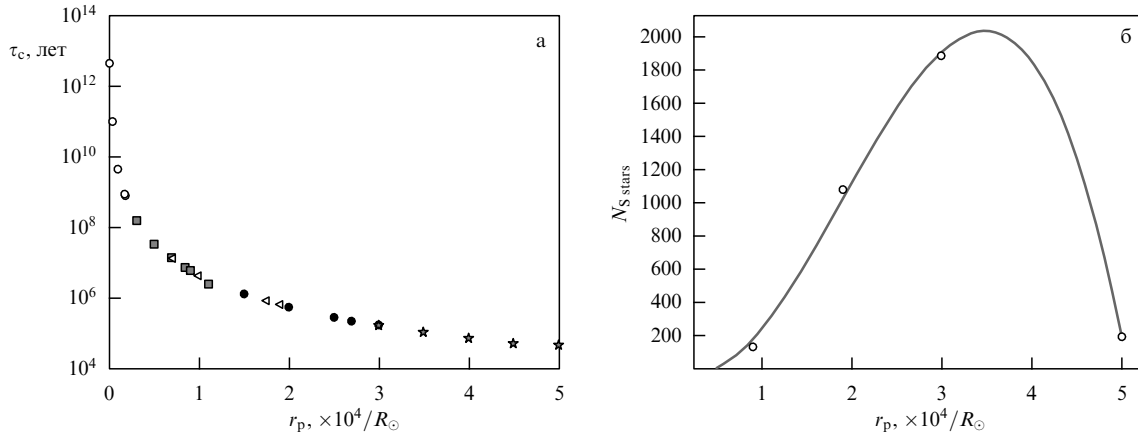


Рис. 11. (а) Зависимость шкалы захвата ДЗ окрестностью СМЧД ($3,4 \times 10^6 M_\odot$) от r_p [68]. Кривая построена по результатам моделирования 250000 численных реализаций в постановке задачи трёх и N тел [55]. Значки кривой соответствуют различным большим полуосям ДЗ: открытые кружки — $A = 11,3 R_\odot$, квадратики — $A = 56 R_\odot$, треугольники — $A = 125 R_\odot$, заполненные кружки — $A = 256 R_\odot$, звёздочки — $A = 425 R_\odot$. (б) Распределение S-звёзд в окрестности СМЧД при условии выживания компаньона [65] при его выбросе со скоростью $> 750 \text{ км с}^{-1}$ [27], а также с учётом фактора большой полуоси рассмотренных здесь ДЗ. Интеграл под кривой, характеризующий популяцию S-звёзд, накопленную за историю Галактики в окрестности СМЧД радиусом 1 мпк, оценивается в 2600 [68].

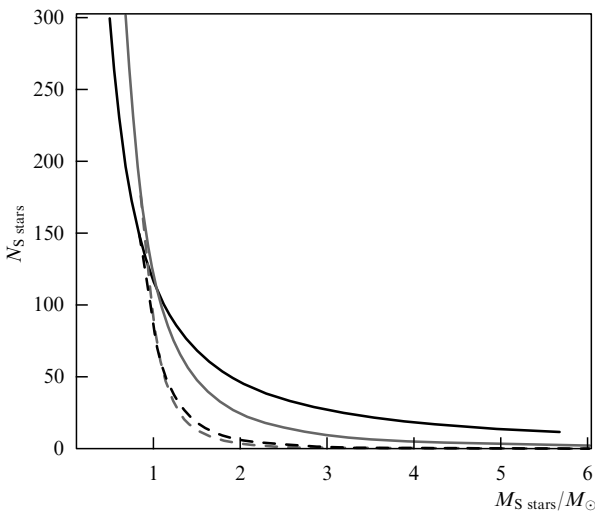


Рис. 12. Рассчитанные для популяции S-звёзд спектры масс. Чёрная и серая сплошные линии описывают распределение S-звёзд по массам в соответствии с НФМ для ДЗ [73–75] и одиночных звёзд [80]. Штриховые линии описывают эти же распределения с учётом свёртки НФМ с временем жизни S-звёзд.

Наблюдаемые сегодня S-звёзды классифицируются как спектрального типа В-звёзды с массой $(3–3,5)M_\odot$, что соответствует теоретической оценке популяции S-звёзд в указанном интервале масс — 5. Неудивительно, что современные наблюдательные возможности пока не позволяют открывать звёзды на удалении 1 мпк от центра. Интересно отметить, что спектр масс Крупа [81] и спектр, полученный по данным наблюдения околоядерного скопления Арки [70], оказываются близкими Салпитеровскому [80], что подтверждает проведённую оценку численности S-звёзд в окрестности СМЧД ($r < 1$ мпк).

3.5. Вероятность образования сверхскоростных звёзд в Галактике

В каждом сценарии генерации СЗ отражена лишь доля от полного их числа. Например, в модели случайного

захвата двойных звёзд, в предположении их послышной заселённости в окрестности СМЧД радиусом $0,1–0,01$ пк, темп генерации СЗ составляет $\sim 10^{-5}–10^{-7}$ в год.

Хиллз нашёл геометрическую вероятность захвата ДЗ с большой полуосью $A = 0,01$ а.е. в окрестности СМЧД радиусом 1 а.е. — $\sim 10^{-4}$ в год с учётом, что число ДЗ с такими A составляет $\sim 1\%$ от их общего числа [13]. Рассмотрение более широких двойных с $A = 0,1$ а.е. в окрестности СМЧД радиуса 10 а.е. может увеличить вероятность захвата в 10 раз.

Анализируя темпы генерации СЗ в альтернативных сценариях, Перец сформулировал ряд динамических и эволюционных ограничений на природу СЗ [82]. В основе этих оценок лежит простая идея, что вероятность генерации СЗ и вероятность захвата второго компонента ДЗ в окрестности СМЧД должны быть равными. По результатам моделирования, проведённого Сезанной и др. [29] в рамках *in-spiral* сценария, была оценена доля (0,05) благоприятных для СЗ выбросов от числа 10000 гипотетических захватов ДЗ. В этом сценарии происходит эффективное рассеяние звёзд околоядерного скопления, содержащего чёрную дыру с массой $5000 M_\odot$, во время её спирального "погружения" на дно галактического центра, где находится центральная СМЧД. Основываясь на статистике открытых сегодня в нашей Галактике СЗ (~ 100 звёзд), было оценено число захваченных звёзд в окрестности СМЧД радиуса $0,01$ пк — $100/0,05 \sim 2000$ [29, 82]. Учитывая продолжительность полёта СЗ ($\approx 10^8$ млн лет), выброшенной со скоростью $\sim 1000 \text{ км с}^{-1}$ за пределы Галактики (~ 100 кпк), Перец оценил вероятность захвата как $2000/10^8 \approx 2 \times 10^{-5}$ в год. Эта же оценка соответствует темпу генерации СЗ. Но требование заселённости окрестности СМЧД радиусом $0,01$ пк популяцией 2000 В-звёзд явно противоречит современным наблюдательным данным [31–33].

Анализ скоростей выброса, смоделированных в кик-сценарии рассеяния звёзд на скоплении чёрных дыр звёздной массы в окрестности СМЧД [19, 28], показал, что выбросы звёзд в основном происходят при скоростях $< 100 \text{ км с}^{-1}$. Учитывая долю выбросов при скоростях $> 800 \text{ км с}^{-1}$ и используя статистику наблюдаемых в

Галактике ~ 100 СЗ, была получена оценка численности выброшенных звёзд со скоростями $< 100 \text{ км с}^{-1}$, которые так и не преодолели гравитационный барьер СМЧД, — 18000, согласно $100(100/800)^{-2.5}$ [19, 82].

Принимая во внимание, что время жизни СЗ как звезд с массой $3-4 M_{\odot}$ порядка ста миллионов лет, был получен темп звездообразования $18000/10^8 \text{ лет} \approx 10^{-4}$ звёзд за год [19]. Это оценка снизу, так как большинство звёзд не рассеивается за окрестность СМЧД. Полагая темп генерации СЗ таким же, в Галактике должно находиться около 10^4 СЗ, из расчёта, что время вылета за пределы Галактики $\sim 10^8$ лет. Отсюда следует, что плотность СЗ в окрестности Солнца окажется ~ 1 звезда на кпк^3 .

В сценариях *in-spiral* [29] и кик-рассеяния [19, 28] априори выдвигается требование непрерывного хода звёздной плотности в близкой окрестности СМЧД, что в действительности не имеет наблюдательного подтверждения. Современные наблюдения центральной области радиусом 100 мпк указывают на скопление звёзд с хаотично ориентированными орбитами, основная доля населения которого представлена очень молодыми массивными В-звёздами, а треть скопления — красными старыми гигантами [31]. Населённость этого скопления (300–500 звёзд) не совпадает с численностью звёзд, прогнозируемой в сценариях [19, 28, 29], и даёт темп звездообразования в 100 раз меньше ($\sim 10^{-6}$ в год), который хорошо воспроизводится в сценарии Хиллза и даёт оценку плотности СЗ в окрестности Солнца $\sim 10^{-2}$ звёзд на кпк^3 . Возможно, это нижний предел оценки, ведь большинство СЗ может быть выброшено с большими скоростями и успеет улететь за пределы Галактики.

Появление СЗ в Галактике также может быть связано с их выбросами из центров других галактик. Такие гипотетические выбросы, например, из центра туманности Андромеды, изучались Шервином и др. [20], которые показали, что в сценарии Хиллза производство СЗ обеспечивает их распространённость в пределах вириализованного гало нашей Галактики ~ 1500 "беглецов". Бромлей и др. [17] составили виртуальный каталог звёзд, выброшенных из центра нашей Галактики, траектории которых повторно интегрировались с учётом галактического потенциала. Это позволило построить распределение виртуальных СЗ по галактоцентрическому расстоянию, создав базис для сравнения с наблюдаемыми СЗ и ещё ожидающими своего открытия.

3.6. Моделирование выбросов звёзд с релятивистскими скоростями

Как уже отмечалось, классический сценарий Хиллза даёт ограничение на скорость выброса звезды, которая не может быть выше $0,1c$, что есть прямое следствие теории гравитации и физики чёрных дыр. Многочисленные расчёты, проводимые разными авторами [16–20, 26, 55, 65, 66] в постановках задачи трёх и N тел, успешно подтверждают это теоретическое заключение. Резюмируя выводы раздела 2.3, можно сказать, что для каждой звезды массы M_* существует СМЧД с предельной массой M_{cri} , сообщаящая звезде максимально возможное гравитационное ускорение a_{cri} . Если эта звезда окажется в окрестности более массивной СМЧД, чем M_{cri} , кинетический ресурс для ускорения всё равно останется прежним. Но это ограничение снимается, если рассмотреть динамический захват двойной сис-

темы, один из компонентов которой также является СМЧД, назовем её родительской. Это модифицированный сценарий Хиллза, численные расчёты которого были организованы по аналогии с моделированием классического сценария Хиллза [13].

В постановке задачи трёх тел формировался "банк" произвольных орбит двойной системы (200000 начальных конфигураций). Анализ расчётного спектра скоростей выброшенных звёзд (рис. 13) позволил отобрать те двойные, для которых реализовался выброс звезды со скоростью, превышающей $0,3c$. Для этих систем было проведено повторное моделирование в постановке задачи N тел, чтобы проверить эффект приливного разрушения звёзд, составленной из 4000 гравитационно связанных структурных элементов. Родительская и центральная СМЧД задавались точечными объектами.

В моделировании [42] изучалась двойная система, состоящая из СМЧД с массой $M_2 = 4,5 \times 10^5 M_{\odot}$ и звезды, масса m и радиус R которой задавались в четырёх вариантах ($1M_{\odot}$; $1R_{\odot}$), ($2M_{\odot}$; $1,6R_{\odot}$), ($3M_{\odot}$; $2,55R_{\odot}$) и ($4,5M_{\odot}$; $3,3R_{\odot}$). Большая полуось двойной системы a_2 определялась из анализа приливного радиуса звезды в поле её родительской СМЧД. Падение двойной системы в окрестность центральной СМЧД ($M_1 = 4,5 \times 10^6 M_{\odot}$) рассчитывалось по эллиптической орбите с апоцентром $10^5 R_{\odot}$ и перигентом r_p , оцениваемым из условия разрыва связанности компонентов двойной системы $r_p < 2^{4/3} \times a_2 [M_1/(m + M_2)]^{1/3}$. Орбиты интегрировались численно в рамках ньютоновской механики с применением скоростного алгоритма Верлета – Вейса [56].

Анализ изменения удельной полной энергии звезды за орбитальный виток вокруг центральной СМЧД позволяет выделить событие выброса, если зафиксирован прирост энергии. В противном случае требуются дополнительные оценки удельных энергий связи звезды с родительской и центральной СМЧД, чтобы различить событие динамического "перезахвата" звезды главной СМЧД. Модельный ансамбль начальных конфигураций трёх тел обеспечил статистически значимыми выборками события выброса СЗ, выброса звезды с релятивистской скоростью, динамического "перезахвата" и так называемого дрейфующего выброса, когда энергии на выброс звезды не хватает, но звезда освобождается от обеих СМЧД и свободно дрейфует в их окрестности [42].

Из анализа спектров скоростей выброшенных звёзд в зависимости от их массы оцениваются максимальная и средняя скорости выброса (см. рис. 13). Усматривается тенденция возрастания максимальной скорости выброса с уменьшением массы звезды и r_p (рис. 14).

Заметим, что приливный радиус звезды с массой $1M_{\odot}$, $2M_{\odot}$, $3M_{\odot}$, $4,5M_{\odot}$ в поле центральной СМЧД составляет $208R_{\odot}$, $264R_{\odot}$, $367R_{\odot}$ и $416R_{\odot}$ соответственно. Максимальные скорости выброса звезды были достигнуты при гораздо меньших сближениях, что создаёт угрозу разрушения звезды перекрёстным приливным полем обеих СМЧД.

Результаты расчётов в [42] для варианта звезды с массой $1M_{\odot}$ показывают, что при сближении с центральной СМЧД на расстояние $100R_{\odot}$ в 87 реализациях, проведённых в постановке задачи трёх тел, состоялся выброс звезды со скоростью выше 80000 км с^{-1} . Расчёты, повторённые в постановке N тел, в более чем 90 % случаев подтвердили выброс звезды без разрушений. Это значит, что вероятность генерации звезды $1M_{\odot}$ с релятивистской

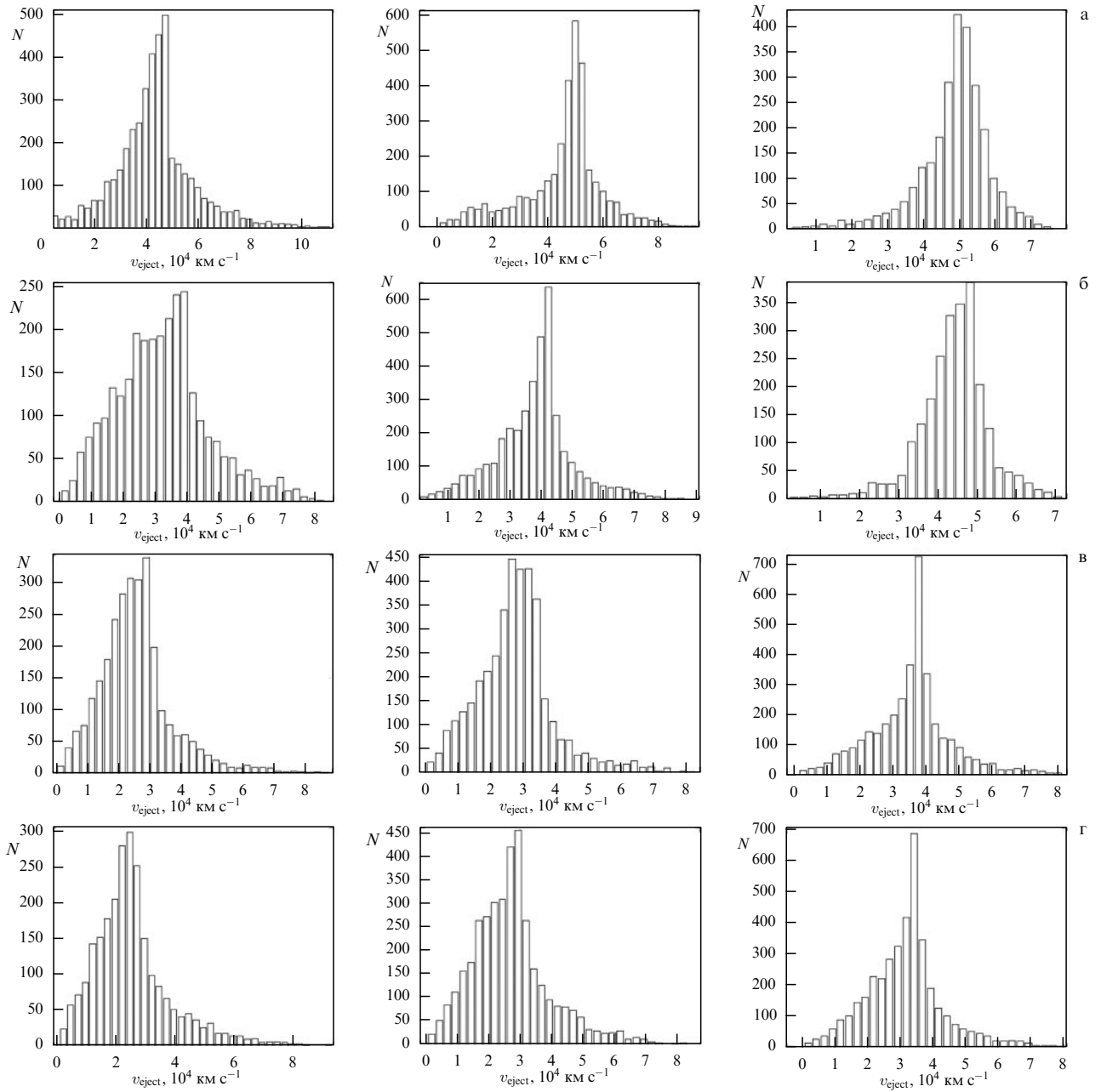


Рис. 13. Спектры скоростей, рассчитанные в численных экспериментах модифицированного сценария Хиллза в постановке задачи трёх тел. Расчёты проведены для двойной системы, состоящей из СМЧД ($4,5 \times 10^5 M_\odot$) и звезды, проходящей вблизи центральной СМЧД ($4,5 \times 10^6 M_\odot$). Каждый ряд графиков соответствует четырём вариантам массы звезды $1 M_\odot$ (а), $2 M_\odot$ (б), $3 M_\odot$ (в) и $4,5 M_\odot$ (г). Три графика в ряду соответствуют r_p : $100 R_\odot$, $150 R_\odot$, $250 R_\odot$ (слева направо).

скоростью на статистике 10^4 начальных орбитальных конфигураций, рассчитанных для $r_p = 100 R_\odot$, составляет $\sim 0,008$.

Тот же самый статистический ансамбль начальных конфигураций, рассчитанных для орбит с $r_p = 150 R_\odot$, даёт выход только 20 событиям выброса с релятивистской скоростью, подтверждённых расчётами в постановке N тел, что снижает искомую вероятность в четыре раза. По мере увеличения перигея выбросы звёзд с релятивистскими скоростями становятся реже и вообще перестают генерироваться. С увеличением массы звезды вероятность её выброса с релятивистской скоростью ($> 80000 \text{ км с}^{-1}$) резко падает к 0.

Безусловно, мы имеем дело с редким случайным событием, для реализации которого необходимо сочетание ряда факторов, включая малую массу звезды и её способность проникать под приливной радиус. В данных расчётах максимальное значение прицельного параметра $\beta = r_t/r_p$ составило 1,55 при сближении с центральной СМЧД и 2,7 — с родительской СМЧД. На рисунке 15 приведены фрагменты истории орбитального сближения для разных начальных конфигураций из банка расчётной статистики с примерами разрушения звезды, её выброса и динамического перезахвата центральной СМЧД. На общей статистике 200000 начальных орбитальных конфигураций вероятность выброса звезды с релятивист-

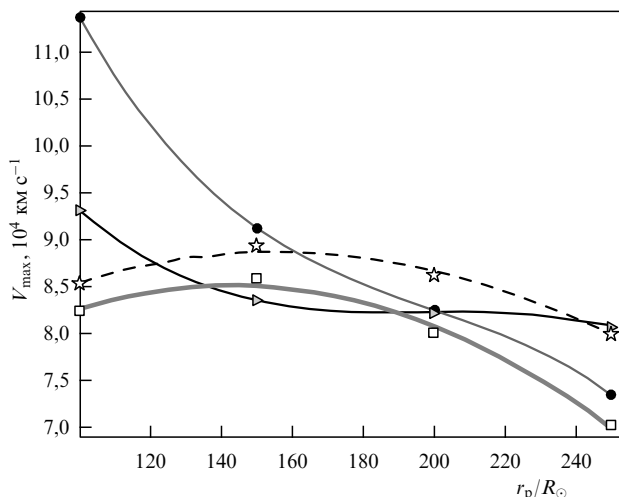


Рис. 14. Зависимости максимальной скорости выброса звезды $V_{\max}$ от её массы и r_p , полученные в численных экспериментах модифицированного сценария Хиллза в постановке задачи трёх тел. В расчётах изучалась двойная система, состоящая из СМЧД ($4,5 \times 10^5 M_\odot$) и звезды, проходящей вблизи центральной СМЧД ($4,5 \times 10^6 M_\odot$). Рассмотрены четыре варианта массы звезды: $1 M_\odot$ (кружки), $2 M_\odot$ (квадратики), $3 M_\odot$ (звёздочки) и $4,5 M_\odot$ (треугольники).

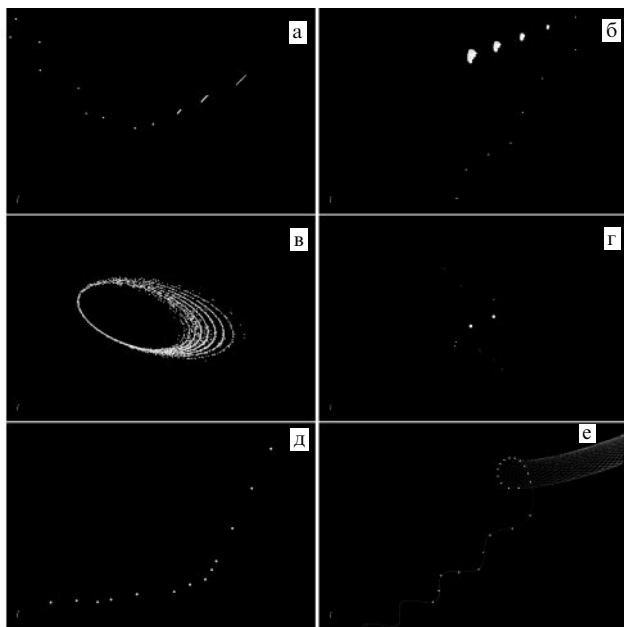


Рис. 15. Фрагменты орбитальных историй сближения двойной системы, состоящей из звезды и родительской СМЧД ($4,5 \times 10^5 M_\odot$), с центральной СМЧД ($4,5 \times 10^6 M_\odot$). (а, б) Динамика разрушения звезды ($1 M_\odot$) в результате её прохождения на $r_p = 50 R_\odot$ ($\beta = 4$). (в) Дискосый "след" разрушенной звезды ($1 M_\odot$) вокруг центральной СМЧД в результате сближения на $r_p = 200 R_\odot$ ($\beta = 1$). (г) Разделение звезды ($1 M_\odot$) на два компонента при её прохождении на $r_p = 150 R_\odot$ ($\beta = 1,3$) — в гравитационной модели без прямого учёта газодинамики этот исход интерпретируется как разрушение. (д) Выброс звезды ($1 M_\odot$) с $r_p = 100 R_\odot$. (е) Динамический перезахват звезды ($4,5 M_\odot$) центральной СМЧД на $r_p = 1000 R_\odot$. На всех рисунках представлена только звезда из N элементов. До прохождения перигея траектория звезды синусоидальная, что выдаёт присутствие невидимой родительской СМЧД.

ской скоростью составила $5,5 \times 10^{-4}$ [42]. Следующий шаг — оценка вероятности реализации расчётной статистики.

3.7. Вероятность образования звёзд с релятивистскими скоростями во Вселенной

Модифицированный сценарий Хиллза объясняет природу релятивистских скоростей звёзд. А что приводит в действие собственно сценарий? Из трёх тел, участвующих в перераспределении кинетического ресурса, два тела — неклассические, т.е. сверхмассивные чёрные дыры. Они-то и подсказывают ответ: для включения механизма Хиллза нужны скопления или группы галактик, в которых идут активные процессы столкновений и слияний галактик, а вместе с ними столкновение и слияние их центральных частей, населённых СМЧД. Нужно подчеркнуть, что процессы слияния галактик в группах более эффективны для реализации центрального прохождения ввиду малых относительных расстояний и относительных скоростей по сравнению со скоплениями. Эта идея поддерживается многочисленными примерами наблюдений сливающихся галактик [44] и модельными расчётами эволюции их частоты слияния [83]. Рождение звёзд с релятивистскими скоростями невозможно в нашей Галактике ввиду строго установленного кеплеровского характера орбит S-звёзд, который обеспечивает одиночная СМЧД. Но появление таких звёзд как межгалактических "беглецов" в нашей Галактике не исключается.

Оценим частоту столкновений галактик, полагая, что в центре каждой из них находится СМЧД. Согласно теории столкновительных процессов, частота столкновений галактик определяется длиной их свободного пробега, которую можно определить как отношение объёма, приходящегося на одну галактику, $V = (4/3) \pi r^3 / N$, к площади эффективного рассеяния, $S_{\text{eff}} = \pi (2r_{\text{eff}})^2$. Здесь используются обозначения: r — радиус скопления или группы, N — число галактик в скоплении (группе), r_{eff} — радиус эффективного сближения галактик, на котором галактики должны пройти друг относительно друга, чтобы сгенерировать выбросы звёзд с релятивистскими скоростями.

Из модельных экспериментов модифицированного сценария Хиллза [42] были получены оценки r_{eff}^1 , составляющие $(7-10) r_{\text{sch}}^1$, где r_{sch}^1 — шварцшильдовский радиус центральной СМЧД. Тогда ограничение на площадь эффективного рассеяния составляет $S_{\text{eff}} = 2,25 \times 10^{-5} \text{ пк}^2$. Для типичного скопления галактик, параметры которого $N \sim 1000$, $r = 3 \text{ Мпк}$, длина свободного пробега оценивается как $\lambda \sim 5 \times 10^{21} \text{ пк}$, тогда как для группы галактик ($N \sim 50$, $r \sim 1 \text{ Мпк}$) длина свободного пробега оказывается $\lambda \sim 3,7 \times 10^{21} \text{ пк}$.

Полагая дисперсию скоростей галактик в скоплении $\sigma_v \sim 1500 \text{ км с}^{-1}$, а в группе — в десять раз меньше ($\sim 150 \text{ км с}^{-1}$), можно оценить время между двумя последовательными столкновениями галактик $\tau = \lambda / \sigma_v$ для скопления и группы как 5×10^{24} и $\sim 2,5 \times 10^{25}$ лет соответственно. Учитывая, что эти оценки получены для единичного события столкновения галактик, среднее время между двумя последовательными столкновениями среди всех возможных пар галактик, входящих в скопления или группы, составит $\langle \tau \rangle = \tau / N_{\text{pair}}$. Современные оценки статистики галактических скоплений и групп весьма приблизительны: число скоплений $\sim 10^9$, а число галактических групп порядка 4×10^{10} . Тогда, перебирая все возможные пары во всех группах галактик $N_{\text{pair}} \sim 50^2 / 2 \times (4 \times 10^{10})$, получим $\sim 5 \times 10^{13}$ комбинаций, а в галактических скоплениях — в 20 раз больше, т.е.

$N_{\text{pair}} \sim (1000^2/2) \times 10^9 \sim 10^{15}$. То есть среднее время между столкновениями всех возможных пар в группах $\langle \tau \rangle \sim 2 \times 10^{11}$ лет, а в скоплениях галактик — $\langle \tau \rangle \sim 10^{10}$ лет. Оценка, полученная для скоплений галактик, сопоставима с возрастом Вселенной, а для групп галактик она превышает время жизни Вселенной в 10 раз. Но малые относительные скорости галактик в группах не подразумевают прямолинейного движения, что может значительно повысить вероятность столкновения с требуемыми параметрами.

Требование эффективного сближения центров галактик на расстояние $(7-10)r_{\text{sch}}^1$, что является необходимым условием для генерации выбросов звёзд с релятивистскими скоростями, безусловно, возводит такие события в разряд редких. Изучение законов статистики редких событий указывает на их замечательное свойство реализовываться группами. Посмотрим на примере данной задачи, как при столкновении галактик может сформироваться событийный поток релятивистских выбросов звёзд.

В результате динамического торможения, которое приводит к сгущиванию самых массивных звёзд в центре галактик, зарождается чёрная дыра, которая постепенно обрастает "звёздной шубой", увеличивая свою массу в течение динамической шкалы времени околоядерного звёздного скопления, за $\sim 10^8$ лет. Дальнейшее наращивание массы происходит в Хаббловской шкале времени за счёт приливного торможения случайно сближающихся одиночных и двойных звёзд Галактики, а также звёздных скоплений. Именно эти процессы резервируют центральные звёзды, S-звёзды, для возможных выбросов, включая релятивистские. Когда галактики проходят сквозь друг друга с прицельным параметром их центральных частей $(7-10)r_{\text{sch}}^1$, то каждая из них захватывает звёзды соседней галактики в область своего эффективного радиуса рассеяния. Оценка числа таких звёзд, "нагреваемых" на фронте движения галактики, получается из отношения среднего радиуса галактики к характерному масштабу заметания, который определяется произведением центральной концентрации звёзд и площади заметания. Полагая, что центральная концентрация звёзд такая же, как в центре нашей Галактики, т.е. $\sim 8 \times 10^7 \text{ пк}^{-3}$, и используя вышеприведённую оценку для S_{eff} , можно заключить, что в области S-звёзд накапливается до 10 млн звёзд, являющихся потенциальными кандидатами на генерацию звёзд с релятивистскими скоростями [45].

На статистике 200000 реализаций, рассчитанных в рамках модифицированного сценария Хиллза, оценка вероятности релятивистских выбросов составила $5,5 \times 10^{-4}$ [42], тогда на статистике всего резерва S-звёзд ($\sim 10^7$) число потенциально выброшенных звёзд с релятивистскими скоростями оказывается порядка нескольких тысяч. Такой "релятивистский фонтан" возможен за единичный эпизод столкновений двух галактик, но при условии, что их центральные части, населённые СМЧД, сближаются на расстояние $(7-10)r_{\text{sch}}^1$. В приведённых оценках полагается, что масса одной из СМЧД $10^9 M_{\odot}$, как в скоплении галактик в Деве. Следует отметить, что в расчётах не учитывались звёзды с массой менее $1 M_{\odot}$, которые эффективнее рассеиваются с релятивистскими скоростями. Таким образом, полученная статистика релятивистских выбросов (~ 10000) есть оценка "снизу". Этот результат вселяет надежду на успех поиска звёзд с релятивистской кинематикой.

4. Открытие S-звёзд

4.1. Ранние свидетельства в пользу сверхмассивной чёрной дыры в центре Галактики

Одно из первых наблюдательных свидетельств в пользу невидимой массы в центре Галактики было получено в 1980 году Лэси и др. [84] по измерениям в ближнем ИК-диапазоне ($\lambda = 12,8 \text{ мкм}$) лучевой скорости ионизованного Ne II-газа, локализованного в сгустки-облака, распределённые по орбитальным сегментам, близким к круговым орбитам. Далее последовала серия спектральных исследований области радиусом 4 пк от радиоисточника Sgr A*, позволившая получить изображение всех потоков ионизованного газа, которые оказались организованы в одну общую струю, так называемую однорукавную миниспираль, выходящую из центра на расстоянии 1–3 пк [10]. Позже центральная миниспираль была воспроизведена в работах Фридмана и Янченко [85] в ходе численного моделирования неустойчивости сверхотражения, развивающегося в диске.

Движение по спирали позволило отклонить версию взрывного истечения газа и аппроксимировать его кеплеровской кривой вращения с центральной массой $2 \times 10^6 M_{\odot}$, сосредоточенной в радиусе 0,1 пк от положения Sgr A*. Учитывая современную оценку расстояния до центра Галактики 8,32 кпк [34], размер такой области соответствует $\sim 3''$ дуги — в 1980-е годы это было пределом углового разрешения.

Другое косвенное подтверждение присутствия невидимой массы в центре Галактики получили МакДжинн и др. [11] из кинематического анализа звёзд, заключённых в центральной области радиуса 8 пк, спектроскопическое изучение которых проводилось в ближнем ИК-диапазоне ($\lambda = 2,3 \text{ мкм}$) в линии поглощения CO. Были найдены зависимости средней лучевой скорости и дисперсии скоростей от галактоцентрического расстояния, которые послужили независимой пробой на оценку невидимой массы $\sim 4 \times 10^6 M_{\odot}$, локализованной в центральном звёздном скоплении. Также в [11] изучалась зависимость отношения массы, заключённой в центральной области радиуса r , к интенсивности поглощения в линии CO (M_r/F_K) от галактоцентрического расстояния, которая нарастала к центру. Одной из причин такого нарастания могло быть падение интенсивности поглощения в линии CO, связанное, например, со сменой звёздного населения. Если предположить, что на удалении 0,6 пк от центра типичное население составляют карлики поздних спектральных типов вместо звёзд-гигантов, можно объяснить падение интенсивности. Но тогда возникает противоречие: благодаря механизму динамического торможения [30] более массивные объекты первыми заселяют галактический центр. И, конечно, главной трудностью остаётся центральная масса M_r , которая не может быть воспроизведена карликами. Поэтому в качестве основных претендентов на роль невидимой массы авторы [11] предложили либо скопление нейтронных звёзд, либо одиночный объект класса СМЧД.

4.2. Проекты долгосрочного мониторинга галактического центра. Методы наблюдений

В 1970-е годы было высказано предположение, что центры всех без исключения галактик населены СМЧД независимо от активности их ядер [4]. Интригующим мо-

ментом этой идеи оказалось "тихое" ядро нашей Галактики и возможность изучать его состояние ввиду близости. Тогда же планируются два грандиозных проекта мониторинга центральной области радиусом в $1''$ дуги с целью поиска S-звёзд.

Первый проект, возглавляемый Европейской южной обсерваторией (ESO, European South Observatory), начал свою работу в 1989 г. на Новом технологическом телескопе (New Technology Telescope) NTT-3,5 м (Ла Силья, Чили), а с 1992 г. — на Очень большом телескопе (Very Large Telescope) VLT (Сьерро Параналь, Чили). В этом же году подключился второй проект на 10-м телескопе имени Кека Калифорнийского университета (Гавайи). С помощью NTT-3,5 м Экарт и Гензел [12] определили собственные движения и лучевые скорости для 39 звёзд, локализованных в галактоцентрическом слое $0,04 \text{ пк} < r < 0,4 \text{ пк}$. На основе этих данных были вычислены дисперсии скоростей, которые возрастали по мере приближения к центру. Такое распределение указывало на присутствие объекта с массой $2,5 \times 10^6 M_\odot$, локализованного на удалении $0,015 \text{ пк}$ от радиоисточника Sgr A*, и на изотропность среднего поля скоростей.

Технологии с применением адаптивной оптики в ближнем ИК-диапазоне ($\lambda = 2 \text{ мкм}$) позволили получать и обрабатывать цифровые изображения S-звёзд более высокого разрешения по сравнению с методикой построения спекл-изображений. В результате перехода со спекл-камеры SHARP на фотоприёмник NACO (NAOS-CONICA) точность спектрального разрешения сразу повысилась в 8 раз. Это позволило восстановить 3D-структуру орбит S-звёзд и орбитальные параметры, а также в комбинации со спектральными данными извлечь информацию о гравитационном потенциале, в котором S-звёзды движутся как пробные частицы, и местонахождении центра гравитации.

Дополнительный контроль локализации невидимого объекта даёт анализ инфракрасных вспышек SiO-лазеров, испускаемых из центра. Локализация вспышек с использованием улучшенной координатной системы хорошо коррелирует с положением радиоисточника Sgr A* [86]. Все данные согласуются между собой в пределах 1 мс дуги ($8,32 \text{ а.е.}$) и находятся в наилучшем соответствии с определением положения методом статистического параллакса по скоплениям [87].

4.3. Первая орбита звезды S2.

Прогресс в изучении S-звёзд

Успехи технического прогресса способствовали быстрому накоплению статистики S-звёзд:

- к 2002 году получена первая орбита S-звезды (S2 в списке VLT-программы), которая оказалась очень удобной для подбора орбитальных параметров. S2 — звезда $+14^m$ в К-полосе с орбитальным периодом $P_{\text{orb}} \approx 15,9 \text{ лет}$. Орбита S2 известна уже достаточно хорошо, и наилучшие ограничения на массу и положение СМЧД дают комбинированные данные NTT/Keck $M_{\text{SMBH}} = (4,35 \pm 0,13) \times 10^6 M_\odot$ и $R_0 = 8,33 \pm 0,12 \text{ кпк}$ [34]. Орбитальное решение S2, полученное с учётом эффектов ОТО, незначительно отличается от решения кеплеровской орбиты: $M_{\text{SMBH}} = (4,43 \pm 0,14) \times 10^6 M_\odot$ и $R_0 = 8,41 \pm 0,13 \text{ кпк}$ [34];

- к 2005 году уже рассчитаны орбиты пяти S-звёзд из десяти наблюдаемых [14] благодаря использованию нового спектрографа интегрального поля зрения SINFONI

(Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared) [88];

- к 2009 году вычислены орбиты для 28 S-звёзд из 109, отмеченных в поисковой карте. Вновь модернизируются инструменты адаптивной оптики. Результаты работы двух независимых команд на инструментах VLT и Keck показали хорошее совпадение в оценках расстояния до СМЧД и её массы: $R_0 = 8,31 \pm 0,33 \text{ кпк}$, $M_{\text{SMBH}} = (4,29 \pm 0,07) \times 10^6 M_\odot$ [89] и $R_0 = 8,4 \pm 0,4 \text{ кпк}$, $M_{\text{SMBH}} = (4,5 \pm 0,4) \times 10^6 M_\odot$ [90];

- в 2018 году известны орбиты для 47 S-звёзд из 200 патрулируемых, что стало возможным благодаря переходу в 2016 г. на инфракрасный интерферометр GRAVITY (30 мкс дуги [91], инсталлированный на четырёх телескопах VLT, что дало выигрыш в спектральном разрешении ещё в 16 раз по сравнению с NACO;

- в 2020 году выделена самая близкая к СМЧД звезда, S62, с расстоянием в периге $\sim 16,7 \text{ а.е.}$, $+16^m$ в К-полосе и $P_{\text{orb}} \approx 9,9 \text{ лет}$ [92]. Её орбитальное решение, рассчитанное по данным наблюдений на Keck и VLT, даёт ограничение на массу СМЧД — $(4,15 \pm 0,6) \times 10^6 M_\odot$.

Из всех известных S-звёзд были отобраны орбиты только для 17 по критерию значимости гравитационного ускорения для проведения мультизвёздного орбитального фитинга (рис. 8 из [34]). Описание орбит 17 звёзд — это задача со 109 свободными параметрами: 7 параметров описывают СМЧД, включая её положение (α , δ), три компоненты скорости (v_α , v_δ , v_z), массу и удаление (M_{SMBH} , R_0) и 6 параметров на орбиту S-звезды (большая полуось, эксцентриситет, наклонение орбиты, долгота периастрия, время прохождения периастрия и долгота восходящего узла). Наилучшая сходимость была достигнута при следующих значениях массы и удаления СМЧД $M_{\text{SMBH}} = (4,28 \pm 0,103) \times 10^6 M_\odot$ и $R_0 = 8,32 \pm 0,07 \text{ кпк}$ [34]. При этом систематические и статистические ошибки оказались почти в два раза меньше по сравнению с результатами [89].

4.4. Перспективы тестирования ОТО в режиме сильной гравитации

Накопленные в течение 30 лет наблюдения за орбитами S-звёзд позволяют провести уникальные тесты релятивистских эффектов ОТО и СТО (сециальная теория относительности) в режиме сильной гравитации (миллионы солнечных масс!), до сих пор не апробированных в пределах Солнечной системы. Сегодня есть два кандидата с высокими значениями релятивистского фактора β — S2 (0,0255), которая уже дважды обогнула периге $\sim 7650 \text{ км с}^{-1}$ [91, 93], и S62 (0,1), которой в феврале 2023 г. предстоит прохождение периге $\sim 7650 \text{ км с}^{-1}$ [92]. Подбирая релятивистские орбиты для них, можно будет оценить ряд эффектов:

1. Шварцшильдская прецессия (эффект ОТО) — поворот орбиты S-звезды в той же плоскости, в которой она совершает орбитальное движение. Эффект связан с искривлением пространства-времени и аналогичен релятивистскому апсидальному движению в эксцентричных двойных системах.

2. Гравитационное покраснение (эффект ОТО) — сдвиг излучения, генерируемого источником в поле массивного тела, в красную часть спектра вследствие замедления времени в поле тяжести массивного объекта.

3. Поперечный эффект Доплера (эффект СТО) — покраснение излучения вследствие замедления времени

в системах отсчёта, движущихся перпендикулярно лучу зрения наблюдателя со скоростью, сравнимой со скоростью света. Для S2 пока не хватает инструментальной точности отделить эффект гравитационного покраснения от поперечного эффекта Доплера. Их суммарный вклад даёт искажение скорости в перицентре на 200 км с^{-1} , а в апоцентре — на 6 км с^{-1} [91].

4. Задержка времени Ремера (эффект СТО) — свет звезды из-за его конечной скорости с разных точек орбиты приходит за разное время (для S2 такая задержка составляет 8 дней за орбитальный период).

5. Задержка Шапиро (совместный эффект ОТО и СТО) — вследствие искривления хода световых лучей в гравитационном поле массивного объекта и конечности скорости света возникает неопределённость в оценке положения звезды на орбите (в случае S2 эта неопределённость составляет 20 мс дуги [91]).

6. Эффект Лензе – Тирринга (эффект ОТО) — увлечение системы отсчёта вращением центрального тела, СМЧД, или о невозможности покоя внутри эргосферы. В случае S2 дополнительное качание орбиты составило бы 9 угловых секунд дуги [91], что сегодня за порогом обнаружимости. Для проверки этого эффекта нужно найти S-звезды ближе к СМЧД, чем S2.

7. Квадрупольный момент массы — следствие ненулевого спина СМЧД, который может быть обнаружен в ряде наблюдений: при точных измерениях движения S-звёзд с большими полуосями орбит меньше 1 мпк, при детектировании гравитационных волн, генерируемых при спирализации компактного объекта звёздной массы, а также в экспериментах с регистрацией тени СМЧД [94, 95].

8. Принцип локальной пространственной инвариантности (составная часть общего принципа эквивалентности Эйнштейна ОТО), который показывает независимость негравитационных измерений от пространственного положения. В рамках международной коллаборации GRAVITY по спектральному анализу звезды S2 было оценено относительное изменение частот излучения H и He в разных точках орбиты S2, средняя оценка которого составила $(2,4 \pm 5,1) \times 10^{-2}$, что согласуется с нулевым значением, так как ошибка измерений превышает результат в два раза [96].

Таким образом, впервые проведено тестирование ОТО в гравитационных полях в десять раз сильнее полей белых карликов и на шесть порядков превосходящих вариации гравитационного потенциала в земных условиях.

4.5. Прямые подтверждения сверхмассивной чёрной дыры в центре Галактики

Открытый в 1974 году радиоисточник Sgr A* [97] сегодня окончательно отождествлён с компактным объектом статуса СМЧД. Изучение динамики двух десятков S-звёзд позволило получить самые строгие и прямые ограничения на природу СМЧД [34]. Наиболее надёжными параметрами в процедуре фитинга оказались параметры орбиты звезды S2, рассчитанные по данным наблюдений в ближнем инфракрасном диапазоне на VLTI (Very Large Telescope Interferometer)/GRAVITY, которые дают лучшее на сегодня ограничение на потенциал СМЧД $M_{\text{СМЧД}} = (4,148 \pm 0,014) \times 10^6 M_{\odot}$ (с ошибкой $\sim 0,34\%$) [98]. При этом оценка удалённости СМЧД составляет $R_0 = 8178 \text{ пк}$ с ошибкой 13 пк (0,16 %) из-за неопределённости лучевых скоростей и с ошибкой 22 пк

из-за неопределённости астрометрической калибровки [98].

Вторая по точности фитинга звезда — S1. Несмотря на её большой орбитальный период ~ 166 лет, от которого S1 покрыла на данный момент менее π орбитальной фазы, её эллипс ошибок меньше, чем у других S-звёзд, что даёт оценки удалённости СМЧД и её массы $R_0 = 8470 \pm 180 \text{ пк}$ (2,1 %) и $M_{\text{СМЧД}} = 4,45 \pm 0,28 M_{\odot}$ ($\sim 6,3\%$) соответственно [34].

Ещё большие неопределённости в оценках массы и расстояния до СМЧД получаются для S9 и S13: $R_0 = 8080 \pm 780 \text{ пк}$ (9,6 %), $M_{\text{СМЧД}} = 4,04 \pm 1,26 M_{\odot}$ ($\sim 30\%$) и $R_0 = 8740 \pm 970 \text{ пк}$ (11 %), $M_{\text{СМЧД}} = 4,84 \pm 1,59 M_{\odot}$ ($\sim 33\%$) соответственно [34].

Самая короткопериодическая в списке S-звёзд — это звезда S55, но для неё невозможно вывести элементы орбиты, так как её лучевая скорость постоянна $+50 \text{ км с}^{-1}$ [34]. В ближайшее время планируется измерить вращение СМЧД. Если таковое существует, то оно должно отражаться на движении S-звёзд и излучении плазмы.

Другое независимое доказательство существования СМЧД даёт многолетний анализ динамики движения газовых облаков G2/G1, проведённый по данным SINFONI и наблюдениям рентгеновского спутника Чандра (Chandra) [99]. По характеру искривлённости астрометрической траектории установлен факт спирализации орбитального движения газовых облаков. Также из анализа радио- и субмиллиметровой поляризации получены ограничения на темп аккреции облаков на СМЧД: $(10^{-9} - 10^{-7}) M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ на удалении $(10 - 100) r_{\text{sch}}$ [100] и $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ — на удалении $1000 r_{\text{sch}}$ [101]. Столь низкие темпы аккреции и малый порядок эддингтоновского коэффициента 10^{-8} , показывающий отношение излучения радиоисточника Sgr A* ($50 L_{\odot}$) [102] к массе СМЧД ($4,1 \times 10^6 M_{\odot}$), рассчитанной по динамике S-звёзд [98], позволяют трактовать СМЧД в центре нашей Галактики как "недокормленную". Однако открытые в 2010 г. так называемые пузыри Ферми свидетельствуют о взрывной фазе квазара в прошлом нашей Галактики.

Ещё одним подтверждением присутствия СМЧД в центре Галактики являются впервые выполненные прямые наблюдения объекта Sgr A* в дальнем инфракрасном диапазоне на длине 100–160 мкм с помощью космического телескопа Гершель [103]. В действительности авторы [103] установили переменность источника инфракрасного излучения Sgr A*, которую ассоциировали с аккреционной активностью СМЧД с периодом 40 часов.

Несмотря на постоянно увеличивающееся количество открываемых центральных звёзд, информативно ценными остаются не более двух десятков S-звёзд, что удивительно совпадает со статистикой C3, открытых к настоящему моменту на галактической периферии.

5. Открытие сверхскоростных звёзд

5.1. История открытия первой C3

История хранит немало примеров случайных открытий, и C3 — не исключение. По завершении первого этапа работы Слоуновского цифрового небесного обзора (Sloan Digital Sky Survey (SDSS)) (2000–2003 гг. [104]) стали доступны фотометрические наблюдения для нескольких сотен миллионов звёзд, в числе которых объекты удалённой периферии. Эти данные позволили начать деталь-

ное изучение кинематического строения Галактики и оценить её динамическую массу.

Среди многих, кто решали эту задачу, следует назвать Брауна и его коллег [15], которые отобрали из SDSS-обзора 36 слабых высокоширотных звёзд гало, руководствуясь цветовым критерием Янни и др. [105], соответствующим "горячим" А-звёздам голубой горизонтальной ветви. Было проведено спектральное изучение этих звёзд в полосе 3600–4500 Å на многозеркальном канальном телескопе (Multiple Mirror Telescope) MMT-6,5 м, оснащённом спектрографом высокого пространственного разрешения 1 Å. По измеренным спектрам вычислены лучевые скорости с поправкой за галактический стандарт покоя, распределение по которым выявило выброс на уровне 6σ для одной из звёзд под номером SDSS J090745,0 + 024507. Галактоцентрическая скорость составила 708 км с⁻¹, тогда как средняя скорость и дисперсия скорости выборки без выброса — 7 км с⁻¹ и 120 км с⁻¹ соответственно, что характерно для населения гало [15]. С использованием возможности получения многоспектральных изображений на MMT была проведена серия повторных наблюдений, волновые решения которых оказались идентичными, что исключило ошибки измерений.

В попытках объяснить высокую скорость звезды SDSS J090745,0 + 024507 были отвергнуты варианты с двойственностью ввиду отсутствия признаков систематического смещения скорости, а также варианты её принадлежности к Местной группе или потоку Стрельца. Маловероятно, что найденный объект отражает "хвостовой" эффект в распределении по скоростям — слишком мала выборка. Выбросы звёзд вследствие взрыва сверхновой в двойной системе или в результате парных столкновений имеют предел скорости, который оказывается значительно меньше (~ 300 км с⁻¹) по сравнению с измеренной. Остаётся сценарий Хиллза, для подтверждения которого необходимо измерение собственного движения.

В 2005 году Браун и его коллеги вычислили, какое должно быть собственное движение открытой ими СЗ +19,81^m на удалении порядка 55 кпк, чтобы подтвердить сценарий центрального выброса — $\sim 0,3$ мс дуги год⁻¹. Анализ лучевой скорости показывает, что её вектор почти на 180° развёрнут от направления на галактический центр. Современные измерения на интерферометре Gaia дают оценки компонент собственного движения — $\mu_\alpha = -1,012 \pm 1,321$; $\mu_\delta = -0,269 \pm 0,879$ мс дуги год⁻¹ [36].

Из фотометрии SDSS J090745,0 + 024507 авторы [15] смогли сделать предварительные заключения о физических свойствах звезды. Например, показатели цвета соответствуют статусу звезды голубой горизонтальной ветви гигантов. Также не исключается статус звезды главной последовательности позднего В-типа (В9,2), что хорошо согласуется с оценкой эффективной температуры ~ 10500 К [15]. Измерения металличности по эквивалентной ширине линии К Ca II оказались не очень надёжными $[\text{Fe}/\text{H}] = -0,4 - 0$, но допускающими значение солнечной оценки. Неопределённость в спектральном классе сильно сказывается на определении массы и светимости, а также на оценке расстояния до звезды (39–71 кпк). Чтобы разобраться с физическими свойствами, потребовалось время для продолжения наблюдений и создания программных продуктов для их

обработки, но главное — нужна была эффективная стратегия для успешного поиска новых кандидатов в класс СЗ.

5.2. Метод обзорного поиска в фотометрических каталогах

Согласно расчётам [13, 16–20, 26, 55, 66], при темпе генерации СЗ 10^{-6} в год и времени, затрачиваемом на вылет звезды за пределы гало (≈ 100 кпк) $\sim 10^8$ лет, число СЗ в Галактике составляет ~ 100 звёзд, т.е. среднее расстояние между ними в окрестности Солнца ~ 5 кпк. Безусловно, это редкие объекты, требующие специальных алгоритмов поиска.

В настоящее время СЗ поставлены на поток наблюдений в ряде космических программ благодаря разработанным и успешно применяемым технологиям обзорного поиска как среди звёзд поля, так и в удалённых подсистемах, например в гало, где и была открыта первая СЗ. В основе поискового алгоритма используются цветовые критерии Янни [105], позволяющие по контрасту с фоном населения гало выделить "внутренне горячие" звёзды — возможные кандидаты в СЗ. По данным 4-го выпуска SDSS обзора с известной системой цветовых фильтров [106], которую можно назвать *малогрупповой* спектроскопией, была локализована область 430 звёзд поздних спектральных В-типов [107]. Для идентификации их статуса потребовались спектроскопические наблюдения. Сопоставление пространственной скорости, оценку "снизу" которой даёт измеренная лучевая компонента скорости, со скоростью убегания из Галактики в месте положения звезды — суть поискового алгоритма СЗ.

В 2006 году целевой поиск СЗ привёл к открытию ещё пяти таких объектов. Современный спектроскопический обзор В-звёзд северного гало, выполненный на MMT, включает 21 не связанный с Галактикой объект с надёжно определёнными фотометрическими и спектроскопическими параметрами [37]. Их подробный анализ рассмотрен в разделе 5.3.

Другая стратегия поиска СЗ основана на измерении собственного движения. В этом подходе объектами изучения являются карликовые G–K-звёзды поля. Такие маломассивные звёзды трудно выделить спектроскопически, поэтому, как и в случае с гало, становится актуальной фотометрическая селекция с цветовыми критериями Янни и др. [108].

Применённые к данным каталога SEGUE (Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration) 9-го выпуска SDSS обзора, эти критерии позволили Палладино и др. [109] выделить G–K карлики, по спектрам которых были получены сведения об их металличности, эффективных температурах и ускорениях свободного падения. Используя диаграммный метод изохрон, рассчитанных по модельным эволюционным трекам в соответствии с найденной металличностью, можно восстановить светимость и расстояние до карлика. Зная расстояние и собственное движение, легко оценить тангенциальную компоненту скорости, величина которой может оказаться сравнимой или даже в несколько раз больше лучевой компоненты скорости, как и показали результаты [109]. Из сравнения пространственной скорости карлика со скоростью убегания из Галактики в месте его нахождения устанавливается кинематический статус звезды.

Этим методом Палладино и др. [109] нашли среди G–K карликов 20 кандидатов в СЗ и выпустили альтер-

нативный каталог. Авторы [109] обратили внимание на проблему больших ошибок в измерении собственного движения, хотя звёзды удалены на 1–6 кпк по сравнению с В-звёздами гало (50–120 кпк). Ни одна из реконструированных орбит выброшенных звёзд не показала пересечение с галактическим центром.

В 2015 году аналогичный поиск предприняли Ли и др. [110], опираясь на первый релиз данных регулярного спектроскопического обзора LAMOST (Large Sky Area Multi-Object Fibre Spectroscopic Telescope) [111] совместно с данными по собственным движениям из каталогов SDSS-USNO-B (the United States Naval Observatory, "B" — продолжение выпуска "A" каталога астрометрических стандартов) [112]. В результате из более чем одного миллиона объектов было выбрано 19 маломассивных звёзд поздних F, G, K-классов в качестве кандидатов в СЗ. В разделе 5.4 мы вернёмся к вопросу надёжности определения статуса СЗ во всех упомянутых здесь каталогах.

Таким образом, задействованы два различных подхода в поиске СЗ. Первый — искать среди ярких звёзд гало, контрастирующих с местным населением старых шаровых скоплений и потому, скорее всего, прибывших в гало с высокими скоростями, так как время полёта должно быть согласовано с возрастом. Второй — проводить массовые наблюдения близких маломассивных звёзд диска, каковых большинство. Статистика СЗ пока небольшая, но уже сейчас позволяет сделать некоторые обобщения об их природе и происхождении.

5.3. ММТ-каталог сверхскоростных звёзд

С момента открытия первой СЗ [15] прошло почти десять лет до того, как вышел первый каталог, составленный Брауном и др. [37] по результатам спектроскопических наблюдений 1127 звёзд позднего В-типа из SDSS каталога [113]. Из сравнения лучевой скорости и скорости убегания из Галактики в месте положения звезды выявлена 21 СЗ. Спектроскопические наблюдения на ММТ-6,5м дали название ММТ-каталогу сверхскоростных звёзд [37].

Для оценки скорости убегания важно знать вид галактического потенциала и расстояние до объекта, которое, в свою очередь, зависит от принятого эволюционного статуса звезды. Вопрос об эволюционной природе СЗ решается из анализа звёздных модельных атмосфер [114], на основе которых рассчитываются синтетические спектры с варьированием параметров из условия наилучшего совпадения с реальным спектром звезды. Такими параметрами являются эффективная температура и ускорение свободного падения. С помощью эволюционных звёздных моделей с химическим составом, соответствующим металличности звезды, оценивается её возраст (параметр времени), по которому восстанавливаются значения остальных физических характеристик, включая массу и светимость, по которой рассчитывается расстояние до звезды.

Диагностика на эволюционных диаграммах даёт представление о свойствах СЗ, указывающих на статус звёзд главной последовательности. Дополнительным подтверждением этому являются высокие значения скоростей осевого вращения ($> 100 \text{ км с}^{-1}$), полученные в ходе фитинга звёздных атмосфер. Массы обнаруженных СЗ — $(2,5\text{--}4)M_{\odot}$, эффективные температуры варьируют в диапазоне $10380\text{--}14547 \text{ К}$, ускорение свободного падения $3,75 < \lg g < 4,62$. Возраст этих звёзд (180–400 млн

лет) превышает время полёта из галактического центра (66–220 млн лет), рассчитанное интегрированием назад по времени траектории выброса звезды из центра до места её обнаружения 50–120 кпк [37]. Эти оценки согласуются с идеей центрального выброса звезды в сценарии Хиллза [13].

Отмечается анизотропия в пространственном распределении СЗ — 11 из 21 звезды локализованы в направлении на созвездие Льва, занимая менее 5 % от площади всего обзора. Но поскольку ММТ-обзор выполнен для северного полушария неба, окончательной аргументации в пользу анизотропии пока нет. Возможно, такой эффект даёт распределение пылевых облаков, перекрывающих частично околосолнечный пейзаж. Хотя дело может быть в анизотропии галактического потенциала: звёзды, выброшенные вдоль его главной полуоси, меньше замедляются, чем выброшенные вдоль малой полуоси [115].

С другой стороны, выбросы звёзд в одном направлении возможны, если захваченные их родительские двойные системы принадлежат подсистеме с регулярной орбитальной структурой. Это могло бы обеспечить одинаковый угол подлёта и развёрнутый почти на 180° угол выброса, сформировав подобие "тропы" СЗ. Из наблюдений установлено, что все открытые СЗ локализованы в двух тонких дисках. Ориентация одного из них согласована с плоскостью, в которой расположена центральная "миниспираль", а плоскость второго диска совпадает с плоскостью орбит О–В-звёзд, населяющих околоядерные звёздные скопления в радиусе 0,5 пк от СМЧД и ориентированные по часовой стрелке [116].

В ММТ-каталоге СЗ [37] приводятся вычисленные значения компонент собственного движения (μ_{α} , μ_{δ}) в предположении центрального выброса, чтобы в дальнейшем сравнить их с измеренными на телескопе Gaia. Сегодня, когда телескоп Gaia вышел на заявленную точность измерений ($0,035\text{--}0,17 \text{ мс дуги год}^{-1}$ [37]), интересно снять информационный бюллетень о новых измерениях собственного движения, которые, возможно, устранят неопределённость в выборе сценария дискового или центрального происхождения.

5.4. Космический телескоп Gaia и открытый каталог сверхскоростных звёзд

Астрометрическая миссия Gaia открыла новую страницу в 3D-картировании звёзд численностью $\sim 1,7$ млрд объектов с беспрецедентной до сих пор точностью в определении расстояний ($\sim 0,3 \text{ мс дуги}$) и собственного движения звёзд ($< 1 \text{ мс дуги год}^{-1}$) [117–119]. В её богатой статистике оказались запечатлены целые подструктуры, образовавшиеся в ходе бурных динамических процессов, таких как происшедшее 300–900 млн лет назад столкновение нашей Галактики и галактики в Стрельце [120] или звёздные потоки прибывших извне звёзд в результате приливных возмущений и, конечно, "маршруты" СЗ [119].

Проблема происхождения быстрых звёзд попала в список программных наблюдений Gaia. Так, данные астрометрических решений, собранные в объединённом каталоге Gaia – Тихо (Tycho) для почти двух миллионов звёзд, были использованы для тестирования обучающей матрицы, составленной по ММТ-каталогу СЗ [37]. Матрица встраивалась в искусственную нейронную сеть и позволяла тестировать алгоритмы распознавания редких объектов среди большого объёма данных, каким яв-

ляется каталог Gaia – Тихо [39]. Большая статистика и малые погрешности измерений дали повод к оптимистическому прогнозу: к концу 2018 г. должны быть открыты тысячи новых СЗ в пределах 10 кпк от нас с массами $1–10M_{\odot}$ и относительной ошибкой менее 1 % в собственном движении [39].

Ревизия астрометрических данных после выхода Gaia DR2 (Data Release 2, второй выпуск данных наблюдений в ходе миссии Gaia) показала, что почти все кандидаты в СЗ, по крайней мере из числа звёзд поздних спектральных типов F–K, карликов или гигантов, связаны с Галактикой. Большинство кандидатов в каталоге Палладино и др. [109] оказались высокоскоростными звёздами гало, а в случае остальных звёзд были использованы ошибочные данные по собственным движениям, полученные наземными инструментами. Таким образом, ни один из кандидатов каталога Палладино и др. [109] не подтвердил статус СЗ.

Что касается каталога СЗ поздних типов, составленного Ли и др. [110], из 19 кандидатов подтверждение получил один объект Li10 — карлик типа F9 с галактоцентрической скоростью $643 \pm 93 \text{ км с}^{-1}$. Орбита Li10, реконструированная с потенциалом Галактики Бови [121], проходит в нескольких килопарсеках от галактического центра, что исключает сценарий Хиллза. Вероятно, причина выброса связана с распадом двойной системы вследствие вспышки сверхновой, и хотя нет прямых подтверждений этому сценарию (в пределах 45 угловых секунд от Li10 не найден ни один компактный объект), такой канал ускорения оказался вполне правдоподобным для двух других СЗ, атмосферы которых обогащены промежуточными элементами горения. Речь идёт о гелиевом субкарлике О-класса US708 [122–124] и белом карлике GD492 [125, 126], являющимся ближайшим к Солнцу сверхскоростным компактным объектом (~ 632 кпк [127]).

Использование новых данных Gaia DR2 заставило пересмотреть списки прежних кандидатов в СЗ. Согласно данным [122], для выборки из 20 звёзд с уровнем достоверности на статус не связанного с Галактикой объекта более 80 % было установлено, что 7 звёзд относятся к классу "быстроубегающих" звёзд, т.е. выброшенных из диска Галактики. Остальные 13 несвязанных звёзд, по всей видимости, имеют внегалактическое происхождение, обусловленное либо единичными выбросами из других галактик, либо звёздными потоками, вызванными приливной гравитацией вследствие близко проходящей галактики.

Всё это подтолкнуло к идее создания открытой версии каталога СЗ, которую успешно реализовали Бубер и др. [35]. Открытая версия подразумевает возможность быстрого запроса данных с Gaia и автоматической оценки апостериорной вероятности связанности каждой изучаемой звезды. Сегодня каталог включает сведения о 41 СЗ с оценкой вероятности её связанности с Галактикой менее 0,5. Основную долю (32 из 41) в каталоге занимают В-звёзды, открытые Брауном и др. [37] методом обзорного поиска в гало. Остальные 9 звёзд включены в каталог из разных источников: три СЗ из обзора LAMOST [125], одна СЗ оказалась выброшенной из Большого Магелланова Облака — HE 0437-5439 [128], две относятся к "быстроубегающим" из диска, а также упоминавшиеся ранее гелиевый субкарлик US708 [124], белый карлик GD492 [126] и поздний F9-карлик Li10 [110].

Летом 2019 г. Копосовым и др. [40] была открыта S5-HVS1 — первая СЗ в южном полушарии, которая оказалась сверхскоростным лидером с галактоцентрической скоростью $1755 \pm 50 \text{ км с}^{-1}$. Эта звезда спектрального типа A с массой $\sim 2,35M_{\odot}$ находится на расстоянии 9 кпк от Солнца, её реконструированная траектория выброса однозначно указывает на галактический центр и совпадает с орбитальной плоскостью кольцевого диска молодых звёзд окооядерного скопления. Время полёта S5-HVS1 4,8 млн лет согласуется с возрастом скопления, что, возможно, указывает на их связь. Это первый пример СЗ с убедительной демонстрацией сценария Хиллза. В остальных случаях остаётся проблема точности измерения собственных движений и определения места выброса.

5.5. Проблема подтверждения центрального выброса

СЗ были выделены в отдельный класс, чтобы подчеркнуть их аномальную кинематику, приобретённую при непосредственном участии сверхмассивной чёрной дыры, как показал в своих расчётах Хиллз [13]. Масштабы масс, определяющие передачу импульса в сценарии Хиллза и в сценариях столкновительной звёздной динамики, включая распад двойных систем вследствие вспышки сверхновой, отличаются в миллионы раз. Это накладывает характерный отпечаток на спектр скоростей СЗ, лучевые компоненты которых помогают с хорошей точностью (1–3 %) установить современная спектроскопия. Высокая пространственная скорость звезды является необходимым, но не достаточным подтверждением её происхождения в сценарии Хиллза. Направление выброса можно восстановить лишь при наличии тангенциальной скорости, оценка которой осуществляется по измерению собственного движения. А это уже проблема астрометрии удалённых звёзд гало.

В первом каталоге СЗ (MMT-обзор) [37] были приведены теоретические значения компонентов собственного движения (μ_{α} , μ_{δ}), которые соответствовали бы траекториям выброса, пересекающим галактический центр. Реконструкция возможных траекторий осуществлялась в фазовом (μ_{α} , μ_{δ})-пространстве интегрированием назад во времени в галактическом потенциале [21] исходя из знания современного местоположения звёзд и их лучевой скорости. В результате отбора траекторий, поддерживающих идею центрального выброса, авторы первого каталога [37] заложили прогностическую основу для будущих измерений собственного движения с помощью космического телескопа Gaia.

Реконструированные траектории 13 из 21 объекта первого каталога СЗ звёзд [37] образовали нечто вроде "спутанного" состояния, когда выбросы из разных частей диска, а также из галактического центра равновероятно поддерживаются одним и тем же набором (μ_{α} , μ_{δ}). Для восьми звёзд каталога [37]: HVS4, HVS5, HVS6, HVS7, HVS8, HVS9, HVS10, HVS17 — эти наборы оказались разными, и это позволило авторам [37] сделать вывод, что по крайней мере для этих звёзд уже ближайшие измерения Gaia с заявленной астрометрической точностью помогут установить место выброса.

В действительности анализ траекторий выброса, рассчитанных по собственным движениям, измеренным со средней ошибкой $\pm 0,73 \text{ мс дуги год}^{-1}$ согласно данным второго выпуска Gaia, показал, что для 20 из 42 звёзд из обзора Брауна [36] можно уверенно различить сценарии

выброса. Девять звёзд имеют дисковое происхождение, четыре принадлежат гало, и семь звёзд выброшены из Галактического Центра: HVS1, HVS4, HVS5, HVS6, HVS9, HVS19, HVS22. Этот вывод подтверждается также анализом измеренных лучевых скоростей этих звёзд, значения которых превышают вторую космическую скорость убегания из Галактики в точке их наблюдения, и анализом восстановленных значений лучевых скоростей в момент выброса, которые оказываются больше 600 км с^{-1} , что превосходит вторую космическую скорость с поверхности звезды. Для звёзд В-типа главной последовательности с массой $3M_{\odot}$ и радиусом $2,3R_{\odot}$ вторая космическая скорость составляет $\sim 500 \text{ км с}^{-1}$. Этот факт однозначно исключает возможность выброса звёзд из диска вследствие взрывного механизма сверхновых в тесных двойных звёздах.

Сравнение точности астрометрических измерений собственного движения, производимых на Gaia и HST (Hubble Space Telescope, космическом телескопе имени Хаббла) показало, что инструмент Gaia даёт в три раза большие ошибки для звёзд слабее 18^m . Поэтому задачу открытия СЗ среди удалённых объектов гало эффективнее решать на инструменте с длительными экспозициями, каким является, например, HST. Видимые величины в фильтре g для 42 звёзд обзора [36] заключены в интервале $17^m < g < 20,25^m$, что в шкале галактоцентрических расстояний составляет 25–120 кпк. Поиск СЗ среди объектов диска предпочтительнее вести на Gaia, который обеспечивает точность измерений расстояний и собственного движения звёзд с $g < 18^m$ в три-четыре раза выше по сравнению с HST.

Тем не менее уже сейчас ясно, что для увеличения статистики звёзд с аномальной кинематикой, в частности, для поиска звёзд с релятивистскими скоростями, нужны новые технологичные инструменты с более высоким пространственным разрешением.

6. Поиск звёзд с релятивистскими скоростями. Возможности современной астрометрии

6.1. Методы поиска

Изучение вопроса статистики звёзд с релятивистскими скоростями даёт надежду на открытие этих объектов уже в ближайшем будущем. Уместно провести аналогию с прямым детектированием в 2015 г. гравитационных волн, излучаемых при слиянии двух чёрных дыр [129]. Первые эксперименты по обнаружению гравитационных волн начались в 1960-е годы, хотя Альберт Эйнштейн предсказал их ещё в 1916 г. И сейчас потребуются десятилетия на освоение новых технологий, которые позволят снизить ошибки в измерениях параллакса и скорости.

Существуют два способа надёжной оценки скорости звезды — измерение её собственного движения и лучевой скорости. На каких масштабах нужно вести поиск? Исходя из расчётной статистики звёзд с релятивистскими скоростями оценим среднее расстояние между ними при условии равномерного заполнения ими всей Вселенной. Если положить радиус Вселенной равным 13,7 млрд световых лет, среднее расстояние составит ~ 30 млн световых лет, или 8,5 Мпк, что сравнимо с расстоянием до соседних галактических скоплений.

Нужно искать звёзды, способные к долгой эволюции ($< 1M_{\odot}$), что поможет им сохранить свою сверхскоростную природу. Но на масштабах мегапарсек у нас пока нет спектроскопических обзоров, да и фотометрия столь слабых объектов малообещающая. Какие особенности могли бы создать такие звёзды, способные привлечь к ним пристальное внимание?

Релятивистский фактор в зависимости от скорости звезды $(1/3-2/3)c$ может составлять от 5 до 22 %, но спектроскопически этот эффект проявится только в сдвиге линий, который можно принять за Хаббловское расширение. Также должен наблюдаться фотометрический сдвиг, определяемый по показателю цвета, который может составлять всего нескольких десятых долей звёздной величины. Но отклонения в гравитационном поле релятивистского и классического объекта отличаются [130], поэтому при расчёте траектории таких звёзд на больших пространственных масштабах важно учитывать релятивистский фактор. Знание этих траекторий нужно для поиска точек выброса релятивистских звёзд, которые, в свою очередь, важны для сбора статистики этих событий, их пространственного распределения, для задач картографирования мест рождения релятивистских звёзд, а также дальнейшего мониторинга этих областей.

Другим проявлением звёзд с релятивистскими скоростями могут быть протяжённые ударно-волновые дуги в окружающем газе, излучающем в рентгеновском диапазоне. Они должны быть хорошо заметны при пересечении звездой межгалактических "пустот". Приметный эффект может произвести сброс оболочки такой звезды ($\sim 1M_{\odot}$), в результате которого возникнет "релятивистская" планетарная туманность, размеры которой много больше по сравнению с размерами звезды, что будет способствовать её обнаружению.

Стоит отметить, что нейтронные звёзды, белые карлики и чёрные дыры звёздных масс ускоряются до релятивистских скоростей много "охотней" по сравнению со звёздами. К тому же в фазе пульсара нейтронные звёзды будут хорошо заметны в радиодиапазоне, и на больших расстояниях их будет легче найти, чем звёзды Главной Последовательности.

Также следует отметить вариант выброса звезды, имеющей планетную систему, в результате которого не только звезда, но и вся её планетная система, включая астероиды и кометы, приобретут релятивистские скорости. С учётом огромной популяции астероидов и малых планетных тел в планетных системах, по прямой аналогии с нашей Солнечной системой, вероятность зарегистрировать события релятивистских выбросов значительно возрастает. Сегодня уже зарегистрированы два межзвёздных объекта: астероид Oumuamua [131] и комета Борисова [132], что поддерживает уверенность в существовании межзвёздных планет, число которых только в нашей Галактике $\sim 10^{11} - 10^{12}$ [133, 134].

Скорее всего, это далеко не полный список наблюдаемых эффектов, связанных с природой звёзд с релятивистскими скоростями, кинетическая энергия которых ($\sim 10^{53}$ эрг) может создать много интересного в газовой среде галактических скоплений.

6.2. Будущие космические миссии

Перспективным направлением в поиске звёзд с релятивистскими скоростями остаётся развитие алгоритмов обзорного поиска, встраиваемых в программы наблюде-

ний самых высокотехнологичных наземных и космических телескопов, готовящихся к эксплуатации, таких как JWST (James Webb Space Telescope), Евклид (Euclid), WFIRST (Wide Field Infrared Survey Telescope), TMT (Thirty Meter Telescope), GMT (Giant Magellan Telescope), LSST (Large Synoptic Survey Telescope) и др.

Начнём с JWST, запуск которого намечен на ноябрь 2021 г. [135]. Первоочередными задачами этого телескопа заявлены обнаружение света первых звёзд и галактик, сформированных после Большого взрыва, и обнаружение планет. Однако глубокие обзоры позволят обнаружить звёзды, которые в большинстве своём окажутся красными супергигантами — результатами долгой эволюции маломассивных звёзд главной последовательности с массами $\leq 1 M_{\odot}$. Поэтому логичные требования определяются необходимостью детектировать свет после преодоления им долгого межгалактического путешествия, с одной стороны, и достаточностью обнаружения светимости — с другой. Основная камера и спектрограф ближнего инфракрасного диапазона (0,6–5 мкм) с возможностью наблюдения за 100 объектами на площади неба 3×3 угловых минуты одновременно являются вполне подходящими для решения этой задачи.

Следующим телескопом является Евклид Европейского космического агентства, запуск которого намечен на 2022 г. [136]. Первоочередной задачей (primary science) данного проекта является понимание природы ускоренного расширения Вселенной, поиск проявлений тёмной энергии и поиск взаимосвязи между тёмной энергией и ОТО. Тем не менее рабочий диапазон в видимой (550–900 нм) и ближней инфракрасной (900–2000 нм) частях спектра с широким обзором, покрывающим 15000 квадратных градусов до $24''$, и глубоким обзором 40 квадратных градусов до $26''$ позволит получить данные о нескольких миллиардах источников внегалактического происхождения в рамках программы, которую Евклид Консорциум называет другой наукой (Other science).

Миссия WFIRST, запланированная NASA (National Aeronautics and Space Administration) на середину 2020-х годов, призвана решить первоочередные задачи, сходные с миссией Евклид, при использовании широкоугольного инструмента (WFI, Wide Field Imager), и для поиска экзопланет при использовании коронографа (CGI, Coronagraph Instrument) [137]. Научная программа включает задачу локального и крупномасштабного картирования тёмной материи, а также измерение собственных движений звёзд до $20''$ с точностью до 50–125 мкс дуги год⁻¹ на расстоянии около 10 кпк. Кинематические измерения позволят отделить от звёзд гало звёздные потоки, образованные приливным разрушением карликовых галактик местной группы или звёздных скоплений, и уточнить структуру гравитационного потенциала Галактики.

Большие надежды возлагаются на телескопы нового поколения: GMT (Giant Magellan Telescope, гигантский Магелланов телескоп с апертурой 24,5 м) [138], TMT (Thirty Meter Telescope, тридцатиметровый телескоп) [139], E-ELT (European Extremely Large Telescope, Европейский чрезвычайно большой телескоп, 34,5 м) [140]. Эти телескопы-гиганты наземного базирования планируются с пространственным разрешением на порядок выше современных стандартов и светосилой в ~ 150 раз больше. Телескопы с такими характеристиками позволят увидеть самые яркие звёзды в других галактиках, принять свет от первых галактик, а также открывать новые

S-звёзды вблизи СМЧД, измеряя их скорости с точностью до 1 км с⁻¹.

В этом десятилетии эти телескопы уже начнут свои программные наблюдения, в которых предусмотрены задачи поиска звёзд с аномальной кинематикой.

6.3. Звёзды с релятивистскими скоростями — трассеры космологических расстояний

Сейчас ещё трудно говорить о том, какие новые знания мы можем получить от изучения звёзд с релятивистскими скоростями, но некоторые перспективы можно обозначить. Звезда с пространственной скоростью $\sim (1/3)c$ за 100 лет пролетит 10 пк, за миллион лет выйдет за пределы Галактики, за сто миллионов лет — будет на полпути к скоплению Дева. За это время даже массивные звёзды с массой $(2-3)M_{\odot}$ не успевают проэволюционировать и могут "доставить" информацию о месте своего рождения, включая химический состав и кинематические особенности.

Движение звёзд с релятивистскими скоростями позволяет исследовать распределение тёмной материи в окружающем пространстве, гравитационное влияние которой может вызывать отклонения от первоначального направления движения. Это можно проанализировать подбором возможных траекторий выбросов, используя методы обратного интегрирования.

Динамика быстро движущихся звёзд также может помочь диагностировать распределение тёмной энергии во Вселенной. В зависимости от расстояния фактор ускорения будет меняться. Постепенно собирая информацию по отдельным объектам, можно построить карту звёздных релятивистских "троп" в масштабах Вселенной и уточнить крупномасштабное распределение вещества.

7. Заключение

Современная кинематическая классификация звёзд с аномально быстрым пространственным движением в недалёком будущем будет дополнена новым классом — звёздами с релятивистскими скоростями. Название отражает предельно возможные скорости движения звёзд, сопоставимые со скоростью света. Пока что это гипотетический класс.

Сверхскоростные звёзды тоже сначала были предсказаны в сценарии Хиллза, рассматривающем динамический захват двойной звезды в поле сверхмассивной чёрной дыры, и только через четверть века обнаружены. Ими оказались обычные звёзды Главной Последовательности, хотя возможны сверхскоростные компактные объекты: белые карлики, нейтронные звёзды и чёрные дыры звёздных масс. Сегодня имеется несколько примеров таких "беглецов", правда произведённых при взрыве сверхновой в двойной. Звёзды с релятивистскими скоростями пока только предсказываются по результатам численного моделирования того же сценария Хиллза, но с небольшой модификацией, касающейся замены одного из компонентов двойной звезды на вторую СМЧД.

Эта замена имеет строгое физическое обоснование и поддерживается многочисленными примерами наблюдений сливающихся галактик, а вместе с ними их центральных частей, содержащих сверхмассивные чёрные дыры, подпиткой для которых служат окологерновые звёздные скопления. И хотя генерация звёзд с релятивистскими

скоростями исключается в нашей Галактике ввиду одиозности СМЧД, появление их вполне возможно.

Согласно расчётной статистике, вероятность обнаружения звёзд с релятивистскими скоростями возводит их в ранг редких событий. Возможность релятивистского ускорения вместе со звёздами и их планетных систем, повсеместно распространённых во Вселенной, заметно поднимает вероятность обнаружения. Открытие таких внесолнечных объектов, как метеор CNEOS 2014-01-08 [141], астероид Oumuamua [131], комета Borisov [132], обнадеживает на поиск следов межзвёздных объектов непосредственно в Солнечной системе, который актуально начать с планомерного изучения поверхности Луны. Испещрённая кратерами, она могла бы "рассказать" о былой астероидной активности.

Сираж и Леб [142] предлагают проект нового телескопа на лунной орбите, с помощью которого можно было бы вести потоковую регистрацию метеорных событий. Если на Земле метеоры сгорают в атмосфере, то на Луне они ударятся об её поверхность и оставляют "следы", которые будут тем заметнее, чем выше их (метеоров) скорость. Лунный телескоп в режиме непрерывного мониторинга мог бы регистрировать интенсивность оптических вспышек, что позволило бы оценить размеры кратера. Среди таких вспышек предсказывается ненулевой процент событий, вызванных межзвёздными метеорами, имеющими более высокие скорости по сравнению с малыми объектами (астероидами) Солнечной системы. В [142] приведена формула для связи диаметра кратера и энергии, выделившейся при взрыве, в которой масса и скорость слиты воедино в энергию. В проекте Лунного телескопа после регистрации вспышки предусматривается немедленное спектроскопическое изучение с целью детального анализа состава ударных частиц, который мог бы выявить различия метеоров Солнечного происхождения и межзвёздных. Кроме того, в спектре будет отражена удельная энергия удара, не зависящая от массы, а характеризующая только скорость удара. Детальный анализ картины взаимодействия релятивистского метеора с Лунной поверхностью для поиска специфических проявлений сверхвысоких скоростей — это уже чисто физическая задача.

Археологическая концепция расшифровки "летописи" следов релятивистских ударов перспективна не только в изучении Луны, но и других тел Солнечной системы (Меркурия, Марса, спутников планет-гигантов...).

Определенно можно сказать, что сценарии, приводящие к генерации звёзд с релятивистскими скоростями, не противоречат законам природы, а значит, обнаружение таких объектов — дело времени.

Список литературы

- Curtis H D *Bull. Natl. Res. Council* **2** 171 (1921)
- Shapley H *Bull. Natl. Res. Council* **2** 194 (1921)
- Kapteyn J C, Kapteyn W *Publ. Kapteyn Astron. Lab. Groningen* **5** 1–87 (1900)
- Lindblad B *Arkiv Mat. Astron. Fys.* **23A** (18) 12 (1933)
- Oort J H *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **4** 269 (1928)
- Baade W *Sci. Am.* **195** (3) 92 (1956)
- Zwicky F *Morphological Astronomy* (Berlin: Springer, 1957)
- Peri C S et al. *Rev. Mexicana Astron. Astrofis. Conf.* **40** 156 (2011)
- Cordes J M, Romani R W, Lundgren S C *Nature* **362** 133 (1993)
- Lacy J H, Achtermann J M, Serabyn E *Astrophys. J. Lett.* **380** L71 (1991)
- McGinn M T et al., in *Infrared Spectroscopy in Astronomy. Proc. of the 22nd ESLab Symp., Salamanca, Spain, 7–9 December 1988* (European Space Agency Special Publ., Vol. 290, Ed. B H Kaldeich) (Paris: European Space Agency, 1989) p. 421
- Eckart A, Genzel R *Nature* **383** 415 (1996)
- Hills J G *Nature* **331** 687 (1988)
- Schödel R et al. *Astrophys. J.* **596** 1015 (2003)
- Brown W et al. *Astrophys. J.* **622** L33 (2005)
- Gualandris A, Zwart S P, Sipior M S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **363** 223 (2005)
- Bromley B C et al. *Astrophys. J.* **653** 1194 (2006)
- Baumgardt H, Gualandris A, Zwart S P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **372** 174 (2006)
- O'Leary R M, Loeb A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **383** 86 (2008)
- Sherwin B D, Loeb B, O'Leary R M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **386** 1179 (2008)
- Kenyon S J et al. *Astrophys. J.* **680** 312 (2008)
- Abadi M G, Navarro J F, Steinmetz M *Astrophys. J.* **691** L63 (2009)
- Zubovas K, Wynn G A, Gualandris A *Astrophys. J.* **771** 118 (2013)
- Subr L, Haas J *Astrophys. J.* **786** 121 (2014)
- Capuzzo-Dolcetta R, Fragione G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **454** 2677 (2015)
- Дремова Г Н, Дремов В В, Тутуков А В *Астрон. журн.* **91** 353 (2014); Dremova G N, Dremov V V, Tutukov A V *Astron. Rep.* **58** 291 (2014)
- Wu X et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **386** 2199 (2008)
- Miralda-Escudé J, Gould A *Astrophys. J.* **545** 847 (2000)
- Sesana A, Haardt F, Madau P *Astrophys. J.* **660** 546 (2007)
- Chandrasekhar S *Astrophys. J.* **97** 255 (1943)
- Gillessen S, in *Intern. Workshop Modest-13, Star Clusters Across Cosmic Time, Almaty, Kazakhstan, August 19–23, 2013. Abstracts* (Almaty: Fesenkov Astrophysical Institute, 2013) p. 23; <http://aphi.kz/wp-content/uploads/2015/07/MODEST-13-Booklet.pdf>
- Ghez A M et al. *Astrophys. J.* **620** 744 (2005)
- Eisenhauer F et al. *Astrophys. J.* **628** 246 (2005)
- Gillessen S et al. *Astrophys. J.* **837** 30 (2017)
- Boubert D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **479** 2789 (2018)
- Brown W R et al. *Astrophys. J.* **866** 39 (2018)
- Brown W, Geller M J, Kenyon S J *Astrophys. J.* **787** 89 (2014)
- Capuzzo-Dolcetta R, Fragione G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **454** 2677 (2015)
- Marchetti T et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **470** 1388 (2017)
- Koposov S E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **491** 2465 (2020)
- Guillochon J, Loeb A *Astrophys. J.* **806** 124 (2015)
- Дремова Г Н, Дремов В В, Тутуков А В *Астрон. журн.* **94** 580 (2017); Dremova G N, Dremov V V, Tutukov A V *Astron. Rep.* **61** 573 (2017)
- Schödel R et al. *Nature* **419** 694 (2002)
- Ren J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **499** 3399 (2020)
- Дремова Г Н, Дремов В В, Тутуков А В *Астрон. журн.* **95** 867 (2018); Dryomova G N, Dryomov V V, Tutukov A V *Astron. Rep.* **62** 971 (2018)
- Blaauw A *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **15** 265 (1961)
- Poveda A, Ruiz J, Allen C *Boletín Observ. Tonantzintla Tacubaya* **4** 86 (1967)
- Napiwotzki R, Silva D V *Memorie Soc. Astron. Italiana* **83** 272 (2012); arXiv:1109.4116
- Heber E et al. *Astron. Astrophys.* **483** L21 (2008)
- Lynden-Bell D, Rees M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **152** 461 (1971)
- Kilic M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **434** 3582 (2013)
- Тутуков А В, Федорова А В *Астрон. журн.* **86** 902 (2009); Tutukov A V, Fedorova A V *Astron. Rep.* **53** 839 (2009)
- Bardeen J M, Press W H, Teukolsky S A *Astrophys. J.* **178** 347 (1972)
- Yu Q, Tremaine S *Astrophys. J.* **599** 1129 (2003)
- Дремова Г Н и др. *Астрон. журн.* **92** 907 (2015); Dremova G N et al. *Astron. Rep.* **59** 1019 (2015)
- Verlet L, Weis J-J *Phys. Rev. A* **5** 939 (1972)
- Fellhauer M et al. *Astrophys. J.* **651** 167 (2006)
- Carter B, Luminet J P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **212** 23 (1985)
- Lynden-Bell D *Nature* **223** 690 (1969)
- Докучаев В И, Озерной Л М *Письма в Астрон. журн.* **3** 391 (1977); Dokuchaev V I, Ozernoi L M *Sov. Astron. Lett.* **3** 209 (1977)
- Miles P, Coughlin E, Nixon C *Astrophys. J.* **899** 36 (2020)
- Mainetti D et al. *Astron. Astrophys.* **600** A124 (2017)
- Ivanov P B, Novikov I D *Astrophys. J.* **549** 467 (2001)
- Guillochon J, Ramirez-Ruiz E *Astrophys. J.* **767** 25 (2013)
- Dryomova G, Dryomov V, Tutukov A *Baltic Astron.* **24** 1 (2015)
- Дремова Г Н, Дремов В В, Тутуков А В *Астрон. журн.* **93** 685 (2016); Dremova G N, Dremov V V, Tutukov A V *Astron. Rep.* **60** 695 (2016)
- Sofue Y, Rubin V *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **39** 137 (2001)
- Дремова Г Н, Дремов В В, Тутуков А В *Астрон. журн.* **96** 866 (2019); Dremova G N, Dremov V V, Tutukov A V *Astron. Rep.* **63** 862 (2019)
- Loose H H, Krügel E, Tutukov A *Astron. Astrophys.* **105** 342 (1982)
- Fragione G, Capuzzo-Dolcetta R, Kroupa P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **467** 451 (2017)

71. Shipp N et al. (DES Collab.) *Am. Astron. Soc. AAS Meeting* **231** (231) 212.05 (2018)
72. Iben I (Jr.), Tutukov A V *Astrophys. J.* **284** 719 (1984)
73. Popova E I, Tutukov A V, Yungelson L R *Astrophys. Space Sci.* **88** 55 (1982)
74. Свечников М А и др. *Научные информации* **67** 15 (1989)
75. Duquennoy A, Mayor M *Astron. Astrophys.* **248** 485 (1991)
76. Kobulnicky H, Fryer C *Astron. Astrophys.* **670** 747 (2007)
77. Крайчева З Т и др. *Астрон. журн.* **55** 1176 (1978); Kraicheva Z T et al. *Sov. Astron.* **22** 670 (1978)
78. Scalzo J M, in *Protostars and Planets II* (Eds D C Black, M S Matthews) (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press, 1985) p. 201
79. Свечников М А, в сб. *Исследование эффектов взаимодействия в тесных двойных системах с релятивистскими компонентами* (Таллин: Валгус, 1990) с. 26
80. Salpeter E E *Astrophys. J.* **121** 161 (1955)
81. Kroupa P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **322** 231 (2001)
82. Perets H B *Astrophys. J.* **690** 795 (2009)
83. Aharon D, Battistu A M, Perets H B *Astrophys. J.* **823** 137 (2016)
84. Lacy J et al. *Astrophys. J.* **241** 132 (1980)
85. Фридман А М, Янченко С Г *Астрон. журн.* **86** 1043 (2009); Fridman A M, Yanchenko S G *Astron. Rep.* **53** 969 (2009)
86. Plewa P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **453** 3234 (2015)
87. Chatzopoulos S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **447** 948 (2015)
88. Gillessen S et al. *The Messenger* (120) 26 (2005)
89. Gillessen S et al. *Astrophys. J.* **692** 1075 (2009)
90. Ghez A M et al. *Astrophys. J.* **689** 1044 (2008)
91. Abuter R et al. (GRAVITY Collab.) *Astron. Astrophys.* **615** L15 (2018)
92. Peißker F, Eckart A, Parsa M *Astrophys. J.* **889** 61 (2020)
93. Parsa M et al. *Astrophys. J.* **845** 22 (2017)
94. Bambi C *Phys. Rev. D* **83** 103003 (2011)
95. Akiyama K et al. (The Event Horizon Telescope Collab.) *Astrophys. J. Lett.* **875** L1 (2019)
96. Amorim A et al. (GRAVITY Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **122** 101102 (2019)
97. Balick B, Brown R L *Astrophys. J.* **194** 265 (1974)
98. Abuter R et al. (The GRAVITY Collab.) *Astron. Astrophys.* **625** L10 (2019)
99. Gillessen S et al. *Astrophys. J.* **871** 126 (2019)
100. Bower G C et al. *Astrophys. J.* **588** 331 (2003)
101. Baganoff F K et al. *Astrophys. J.* **591** 891 (2003)
102. Falcke H et al. *Astrophys. J.* **499** 731 (1998)
103. von Fellenberg S D et al. *Astrophys. J.* **862** 129 (2018)
104. Gunn J E et al. *Astron. J.* **131** 2332 (2006)
105. Yanny B et al. *Astrophys. J.* **540** 825 (2000)
106. Fukugita M et al. *Astrophys. J.* **111** 174 (1996)
107. Brown W R et al. *Astrophys. J.* **647** 303 (2006)
108. Yanny B et al. *Astrophys. J.* **137** 4377 (2009)
109. Palladino L E et al. *Astrophys. J.* **780** 7 (2014)
110. Li Y-B et al. *Res. Astron. Astrophys.* **15** 1364 (2015)
111. Cui X-Q et al. *Res. Astron. Astrophys.* **12** 1197 (2012)
112. Munn J A et al. *Astron. J.* **136** 895 (2008)
113. Aihara H et al. *Astrophys. J. Suppl.* **193** 29 (2011)
114. Castelli F, Kurucz R L, astro-ph/0405087
115. Brown W R, Geller M J, Kenyon S J *Astrophys. J.* **751** 55 (2012)
116. Lu Y, Zhang F, Yu Q *Astrophys. J.* **709** 1356 (2010)
117. Arenou F et al. *Astron. Astrophys.* **599** A50 (2017)
118. Luri X et al. *Astron. Astrophys.* **616** A9 (2018)
119. Katz D et al. (Gaia Collab.) *Astron. Astrophys.* **616** A11 (2018)
120. Antoja T et al. *Nature* **561** 360 (2018)
121. Bovy J *Astrophys. J. Suppl.* **216** 29 (2015)
122. Marchetti T, Rossi E M, Brown A G A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **490** 157 (2019)
123. Hirsch H A et al. *Astron. Astrophys.* **444** L61 (2005)
124. Justham S et al. *Astron. Astrophys.* **493** 1081 (2009)
125. Geier S et al. *Science* **347** 1126 (2015)
126. Vennes S et al. *Science* **357** 680 (2017)
127. Raddi R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **479** L96 (2018)
128. Edelmann H et al. *Astrophys. J.* **634** L181 (2005)
129. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 131102 (2016)
130. Barrabès C, Hogan P A *Class. Quantum Grav.* **21** 405 (2003)
131. Rice M, Laughlin G *Astrophys. J. Lett.* **884** L22 (2019)
132. Guzik P et al. *Nat. Astron.* **4** 53 (2020)
133. Clanton C, Gaudi B S *Astrophys. J.* **834** 46 (2017)
134. Burgasser A et al., in *Protostars and Planets V* (Eds B Reipurth, D Jewitt, K Keil) (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press, 2007) p. 951
135. NASA. James Webb Space Telescope, <https://www.jwst.nasa.gov>
136. Euclid Consortium, <https://www.euclid-ec.org/>
137. NASA. Nancy Grace Roman Space Telescope, <https://roman.gsfc.nasa.gov/about.html>
138. Giant Magellan Telescope, <https://www.gmto.org/>
139. Thirty Meter Telescope International Observatory, <https://www.tmt.org>
140. European Southern Observatory. Extremely large telescopes, <https://www.eso.org/public/teles-instr/elt>
141. Siraj A, Loeb A *Astrophys. J. Lett.* **872** L10 (2019); arXiv: 1906.03270
142. Siraj A, Loeb A *Acta Astronautica* **173** 53 (2020)

Hypervelocity stars: theory and observations

A.V. Tutukov^(1,a), G.N. Dryomova^(2,b), V.V. Dryomov^(2,c)

⁽¹⁾ Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, ul. Pyatnitskaya 48, 119017 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Russian Federal Nuclear Centre "E.N. Zhabakhin All-Russia Research Institute of Technical Physics", ul. Vasil'eva 13, 456770 Snezhinsk, Chelyabinsk region, Russian Federation

E-mail: ^(a)atutukov@inasan.ru, ^(b)G.N.Dryomova@mail.ru, ^(c)V.V.Dryomov@vniitf.ru

Relativistic velocity is a kinematic feature of micro-objects (elementary particles). Their application to macro objects (stars, planets, asteroids, neutron stars, and stellar-mass black holes) is currently under scientific discussion. This potential was recognized after Warren Brown discovered hypervelocity stars (HVSs) at the beginning of the 21st century. Jack Hills predicted these stars in 1988 due to the dynamical capture of a binary star by the central supermassive black hole (SMBH). The acceleration mechanism due to momentum exchange in the classical three-body problem provides the kinetic resource for HVS formation by the gravitational capture of the remaining component. The present threshold of the anomalous stellar kinematics exceeds $\sim 1700 \text{ km s}^{-1}$ and can be reproduced by some mechanisms as alternatives to Hills's scenario. HVSs can arise due to the collisional evolution of stellar clusters, supernova explosions in close binary stars, the orbital instability of triple stars, stellar captures from other galaxies, etc. Scenarios with the participation of black holes with masses ranging from stellar values to several billion solar masses are the most promising for the generation of anomalously high stellar velocities. Hills's scenario has a special place in HVS studies, because, being based on the accidental capture of a binary star by the SMBH, it does not relate to the problem of the galactic center population. This scenario predicts self-consistent statistics of HVSs and captured stars which may be identified with S-stars. The discovery of S-stars played an essential role in studies of the galactic center; their dynamics have independently provided incontestable proof of the SMBH's existence. This review briefly discusses the history of the discovery and investigation of HVSs and S-stars, provides an account of their observational statistics, and describes their modeling methods in the classical three-body and N body problems. We study the limits of the effective acceleration of stars in the classical Hills scenario and the modified mechanism that allows a change of one of the binary components to another SMBH. The acceleration acquired by the star in a mutual field of two SMBHs can produce stars with relativistic velocities $(1/2 c - 2/3 c)$. Using a self-consistent probabilistic model combining the classical and modified Hills scenarios, we predict the formation probability of HVSs in the Galaxy and of extragalactic stars with relativistic velocities. We discuss the prospects of searches for stars and asteroids with relativistic velocities by future space missions and using new knowledge about the Universe.

Keywords: kinematic anomaly, dynamical capture, Hills's scenario, S-stars, hypervelocity stars, stars with relativistic velocities, supermassive black hole, galaxies

PACS numbers: **95.10**, – a, 97.10.Wn, 98.62.Js

Bibliography — 142 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (10) 1017 – 1043 (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.11.038892>

Received 20 July 2020, revised 19 November 2020

Physics – Uspekhi **63** (10) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.11.038892>