

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Лазовик Ярослав Александрович

**Приливная диссипация и орбитальная эволюция в
системах «звезда-планета»**

Специальность 1.3.1. Физика космоса, астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических
наук, профессор РАН
Попов Сергей Борисович

Москва — 2024

Оглавление

| | Стр. |
|--|-----------|
| Введение | 4 |
| Глава 1. Описание модели | 19 |
| 1.1 Модели звезд | 20 |
| 1.2 Параметризация радиуса планеты | 22 |
| 1.3 Приливная диссипация | 24 |
| 1.3.1 Квазистационарные приливы | 25 |
| 1.3.2 Инерциальные волны | 27 |
| 1.3.3 Гравитационные волны | 28 |
| 1.4 Магнитное взаимодействие | 31 |
| 1.5 Потеря вещества | 33 |
| 1.5.1 Фотоиспарение | 34 |
| 1.5.2 Заполнение полости Роша | 36 |
| Глава 2. Орбитальные треки горячих юпитеров | 39 |
| 2.1 Примеры орбитальных треков | 39 |
| 2.2 Влияние начального орбитального расстояния и массы планеты | 43 |
| 2.3 Влияние начальной скорости вращения звезды | 45 |
| 2.4 Влияние параметра переноса углового момента | 47 |
| 2.5 Влияние напряженности магнитного поля планеты | 49 |
| 2.6 Влияние параметризации предела Роша | 51 |
| 2.7 Влияние массы звезды | 53 |
| 2.8 Влияние показателя металличности звезды | 56 |
| Глава 3. Популяционный синтез | 60 |
| 3.1 Начальный период вращения звезды | 60 |
| 3.2 Простая модель популяции | 62 |
| 3.3 Обновленные модели популяции | 63 |
| 3.4 Результаты | 66 |
| 3.5 Статистика выпадений | 69 |

| | |
|--|------------|
| Глава 4. Приливная диссипация в планетах-гигантах | 75 |
| 4.1 Модели планет | 75 |
| 4.2 Оценки величины планетного приливного фактора | 77 |
| 4.3 Эволюция планетных приливных факторов | 79 |
| 4.4 Зависимость от величины падающего потока излучения | 84 |
| 4.5 Применение к наблюдаемым системам | 89 |
| Глава 5. Обсуждение результатов | 94 |
| Заключение | 99 |
| Благодарности | 103 |
| Список литературы | 104 |
| Список рисунков | 135 |
| Список таблиц | 141 |

Введение

Актуальность, история и степень разработанности темы

Открытие первого горячего юпитера 51 Peg b в 1995 году [1] положило начало концептуально новому направлению исследований. Десятилетия работы позволили научному миру существенно расширить знания в области популяций экзопланет. Согласно современным оценкам, у большинства звезд есть планеты [2]. Рост наблюдательных данных стимулировал фундаментальные исследования, которые в конечном итоге привели к разработке метода синтеза популяции планет, предназначенного для согласования теории и наблюдений [3–6].

Основной задачей популяционного синтеза является моделирование образования и последующей эволюции совокупности экзопланет. Эта задача не является тривиальной, поскольку выборка наблюдаемых экзопланет крайне неоднородна и состоит из объектов, отличающихся как на количественном (характерные диапазоны масс, орбитальных радиусов, плотностей и других характеристик планет очень велики и простираются на много порядков величины), так и на качественном уровне (многие физические процессы, характерные для газовых планет-гигантов, не подходят для описания эволюции каменных планет). Более того, само определение планеты до сих пор остается темой спекуляций и дискуссий. Так, например, до сих пор не до конца ясным является вопрос, как провести разграничение между юпитерами и коричневыми карликами [7]. Не существует единого мнения и относительно того, как массивные планеты образуются. Господствующей теорией является аккреционный сценарий, согласно которому ядра планет формируются из пыли, содержащейся в пылевом диске [8–10]. В случае газовых планет-гигантов эти ядра формируются менее чем за 3 млн лет, до диссипации газового протопланетного диска [11], в результате чего за фазой аккреции пылинок, каменной гальки и/или планетеземалей следует аккреция газовой оболочки. У этой гипотезы существует ряд сложностей, так как образование крупных объектов из пыли затруднено из-за наличия сразу нескольких барьеров, связанных с радиальной миграцией [12–15], отражением [16; 17] и фрагментацией [18; 19] образованных из пыли камней, а также электростатического барьера [20]. Кроме того, существуют и временные ограничения, поскольку формирование ядер будущих планет-гигантов происходит на фоне

непрерывного процесса исчерпания газового диска вследствие аккреции и внутреннего и внешнего фотоиспарения [21], поэтому ресурсы для газовой аккреции ограничены не только начальной массой и плотностью протопланетного диска, но и самой его эволюцией [22]. В связи с этим еще одним возможным механизмом образования планет принято считать прямой гравитационный коллапс неоднородностей газового диска [23; 24]. Данный сценарий позволяет объяснить наличие массивных юпитеров на больших орбитальных расстояниях [7] (стоит также отметить, что в работе [25] предлагается альтернативный вариант, при котором гравитационному коллапсу подвержен не газовый, а пылевой диск), а также значительное число одиночных юпитеров [26] и одиночных двойных юпитеров в молодых звездных скоплениях [27]. Существуют отдельные реализации метода популяционного синтеза, в которых гравитационная неустойчивость диска рассматривается в качестве механизма формирования холодных юпитеров [28–30].

Стоит отметить, что приведенное выше описание является лишь отражением наиболее общих тенденций в изучении экзопланет. Исследования, проведенные в последнее время, позволили рассмотреть отдельные процессы и их роль в формировании экзопланетных популяций. Так, новые работы в области популяционного синтеза включают в себя более сложные модели миграции [31], галечную аккрецию [32–34], совмещенную с аккрецией планетеземалей [35; 36], фрагментацию планетеземалей [37], взаимодействие планет [38; 39], тепловую эволюцию [40], влияние соседних звезд в плотных молодых скоплениях [41] и влияние уже появившихся массивных планет на возникновение [42] и рост [43–45] эмбрионов других планет в системах. Другим важным нововведением стало изучение влияния свойств звезды [46] и диска [47; 48] на статистику планет и отслеживание долговременной эволюции [40; 49–52]. Дальнейшее развитие представлений о природе экзопланет и уточнение моделей должны привести к возможности напрямую сопоставлять наблюдаемые и синтетические популяции и прогнозировать будущий рост числа обнаруженных экзопланет.

Для того, чтобы приблизиться к достижению поставленных целей, в модели популяционного синтеза необходимо включить процессы, влияющие на динамику экзопланет после диссипации протопланетного диска [50; 53; 54]. Принято считать, что одним из самых эффективных механизмов в этом контексте является приливное взаимодействие. Присутствие внешнего гравитационного источни-

ка вызывает крупномасштабные, а также динамические волнообразные возмущения внутри объекта, которым может быть звезда или планета. Энергия таких деформаций диссипирует под действием различных факторов, что приводит к перераспределению углового момента в системе с последующей миграцией. Первая теория приливного взаимодействия была представлена в статье [55]. В вышеупомянутом исследовании возмущенное приливами тело рассматривалась в виде двух симметричных балджей, находящихся в гидростатическом равновесии. Из-за трения эти балджи оказываются смещенными относительно линии, соединяющей центр рассматриваемого объекта и его компонента, что создает ненулевой результирующий момент силы. Данная модель, модель постоянного смещения, была исследована и уточнена в работах [56], [57] и [58]. Соответствующий тип приливов называется равновесным, или квазистационарным. В значительной части исследований приливное взаимодействие параметризуется согласно модели постоянного смещения, в которой темпы диссипации либо фиксируются исходя из заведомых ожиданий, либо подбираются для достижения соответствия с данными наблюдений (см., например, [59–65]). Однако такой подход обладает рядом очевидных недостатков. Во-первых, он не затрагивает физику процессов, лежащих в основе затухания приливов. Вследствие этого принятые оценки темпов диссипации зачастую не являются обоснованными и при детальном рассмотрении механизмов диссипации оказываются лежащими вне допустимых пределов. Так, например, наиболее важным механизмом затухания квазистационарных приливов принято считать взаимодействие приливных потоков с турбулентными конвективными течениями, приводящим к появлению эффективной вязкости в среде [66–68]. В то же время в недавних гидродинамических симуляциях было показано, что в случае, когда скорость приливов выше скорости конвективных движений (что характерно для короткопериодических планет), вязкость, а значит, и эффективность диссипации, существенно снижена [69–72], что приводит к низким оценкам скорости миграции, которые не могут объяснить многие наблюдаемые явления, в том числе и темпы миграции в системе WASP-12 [73–75]. Во-вторых, в модели постоянного смещения никак не учитывается влияние угловой скорости вращения объекта и особенностей его внутреннего строения на характер затухания, поэтому отсутствует возможность отследить, как приливное взаимодействие меняется в течение жизни системы. В связи с этим подобный подход позволяет получить лишь наиболее общую и не

всегда точную информацию о том, как эволюционируют орбитальные параметры экзопланет. Требуется усовершенствовать модель, что невозможно сделать, не исследовав физику приливов более подробно.

Заметный шаг вперед был сделан в работах [67; 68; 76], где впервые были рассмотрены волнообразные возмущения, или динамические приливы. Последующие исследования привели к значительному прогрессу в понимании механизмов, лежащих в основе динамики приливов. В конвективной зоне динамические приливы существуют в виде инерциальных волн, возникающих под действием силы Кориолиса и диссипирующих в результате взаимодействия с конвективными потоками. Считается, что диссипация инерциальных волн особенно важна на ранней стадии эволюции системы. Под действием затухания инерциальных волн происходит циркуляризация орбит [77; 78], спин-орбитальная синхронизация [79] и выравнивание спин-орбитального наклона [80]. Важно отметить, что в звезде или планете одновременно могут распространяться волны с разными частотами, и диссипация каждой моды зависит от большого количества факторов. В случае, когда частота какой-либо моды оказывается близкой к собственной частоте колебаний звезды, происходит резонанс, при котором начинают работать нелинейные эффекты и темпы диссипации резко увеличиваются [81—83]. Поскольку спектр собственных частот может быть плотным, с вычислительной точки зрения оказывается крайне затруднительным моделировать орбитальную эволюцию, оценивая диссипацию каждой моды (тем не менее, в исследовании [84] это удалось осуществить), а в случае изучения динамики целой популяции планет это и вовсе становится невозможным. Для преодоления этих сложностей в работе [85] был предложен формализм, заключающийся в усреднении темпов диссипации по частоте приливного возмущения (в настоящей работе этот формализм будет называться формализмом частотного усреднения). Впоследствии формализм частотного усреднения был применен в работе [86] для расчета скорости диссипации на основе упрощенной однородной двухслойной звездной модели с лучистым ядром и конвективной оболочкой. Используя тот же подход, Адриан Баркер [87] вывел калибровки эффективности затухания для более сложной, неоднородной модели звезды. Для возбуждения инерциальных волн необходимо, чтобы частота приливного возмущения была меньше удвоенной частоты вращения звезды, поэтому инерциальные волны не могут

быть ответственны за миграцию планет вокруг медленно вращающихся звезд, находящихся на стадии главной последовательности (ГП).

Доминирующий механизм быстрой миграции может быть связан с диссипацией гравитационных волн в зоне лучистого переноса [88–90], возникающих благодаря плавучести на границе зон лучистого и конвективного переноса. Процессы, лежащие в основе диссипации гравитационных волн, зависят от амплитуды первичных волн. Возможны три различных режима: линейный [91], умеренно нелинейный [92–96] и сильно нелинейный [79; 87–89; 91]. При линейном режиме, для которого характерны низкие амплитуды, диссипация связана с излучением энергии, запасенной в волнах. При умеренно нелинейном режиме становятся важными процессы возникновения дочерних мод, имеющих более короткие длины волн и характеризующихся более быстрыми темпами затухания. В отличие от линейного режима, в умеренно нелинейном режиме родительская волна успевает отразиться и вернуться к месту своего возникновения, являясь, таким образом, стоячей волной. При сильно нелинейном режиме гравитационные волны, распространяясь от границы ядра и оболочки внутрь звезды, увеличивают свою амплитуду до критических значений, в результате чего в центре происходит опрокидывание, приводящее к высвобождению всей накопленной энергии, которая эффективно поглощается средой. Это наиболее эффективный механизм затухания гравитационных волн.

Рассуждая о приливном взаимодействии, нельзя не сказать, что для понимания того, как эволюционируют планеты, важно уметь оценивать диссипацию не только в звездах, но и в планетах. Диссипация приливов в планетах особенно важна на раннем этапе жизни системы. Она приводит к циркуляризации [78] и синхронизации [97], а также к разрушению резонансных цепочек планет [98; 99]. Принято считать, что вращение горячих планет оказываются достаточно быстро синхронизованным с орбитальным движением, поэтому маловероятно, что планетные приливы оказывают существенное влияние на миграцию планет на поздних этапах их эволюции [100]. Аналогично звездам, в газовых планетах-гигантах есть свои зоны лучистого и конвективного переноса, а значит существует много общего между диссипацией в звездах и планетах. Важным отличием газовых планет от звезд является возможное наличие твердого ядра, в котором имеет место неупругая диссипация [101–103]. Кроме того, для планет характерны более высокие темпы вращения, а, следовательно, и более значимая

роль диссипации инерциальных волн. Амплитуда волн в планетах выше, поэтому планетные приливы чаще подвержены нелинейным эффектам, описанным в [83; 104].

Наконец, стоит отметить, что сила приливного взаимодействия может быть выражена и в терминах так называемых интегралов перекрытия [90; 105—108]. Соответствующие скорости диссипации удовлетворяют и дополняют результаты, полученные другими методами.

Помимо приливного взаимодействия, есть и другие силы, влияющие на динамику системы «звезда-планета». Относительное движение между планетой и намагниченным окружающим ветром приводит к появлению магнитных сил. В зависимости от конфигурации системы и напряженности магнитного поля (звездного и планетного), взаимодействие может быть либо униполярным [109; 110], либо диполярным [111—113]. Первая попытка рассмотреть оба режима магнитного взаимодействия в рамках одной модели была предпринята в исследовании Антуана Стругарека и др. [114] Достигнуты первые успехи в обнаружении следов магнитного взаимодействия в некоторых системах (см. [115; 116]).

Кроме того, в процессе своей эволюции планета может терять вещество. Стимулировать этот процесс может энергия, выделяющаяся при сжатии ядра или энергия звезды. Важным для понимания физики процессов является исследование [117], авторы которого моделируют комбинацию внутренних и внешних источников энергии истечения вещества. Близкие к своим звездам планеты подвержены сильному излучению со стороны родительской звезды и нагреваются до высоких температур, что приводит к фотоиспарению. Потеря вещества также может привести к миграции и существенной перестройке орбитальной архитектуры экзопланетного населения [118]. Будучи эффективным для суперземель [119] и субнептунов [120—122], фотоиспарение не может значительно изменить массу горячих юпитеров [121; 123], хотя гидродинамическое моделирование показало, что газовые гиганты с массой меньше массы Юпитера, вероятно, будут подвержены тепловому истечению [124; 125]. Горячие юпитеры теряют массу и во время переполнения полости Роша, что приводит к превращению гиганта в планету с меньшей массой. Этот так называемый сценарий стабильной аккреции был исследован в работах [60; 126; 127]. Потеря вещества сказывается не только на индивидуальных системах, но и на общих свойствах

распределения наблюдаемых планет. Так, фотоиспарение является причиной долины радиусов, отделяющей каменные планеты от планет, имеющих газовую оболочку [121; 128; 129]. Также фотоиспарение и, возможно, стабильная аккреция влияют на образование пустыни нептонов [130–132].

Калибровки вышеупомянутых механизмов должны быть подтверждены эмпирическими оценками. Существует несколько способов извлечь информацию о взаимодействии звезды и планеты из наблюдений. Наиболее простым из них является определение скорости миграции через измерение смещения времени транзита. WASP-12b до сих пор остается единственной планетой с подтвержденным уменьшением орбитальной полуоси [73–75], однако есть еще несколько кандидатов в планеты с наблюдаемым изменением орбитального периода [133; 134]. Во-вторых, магнитное и приливное взаимодействия влияют на внешние слои звезды, что приводит к изменению звездной активности [135]. Данный эффект в критических случаях можно обнаружить, и уже сегодня предпринимаются попытки оценить величину магнитного поля планеты исходя из наблюдений переменности звезды [115; 116]. В-третьих, приливное взаимодействие деформирует форму планет. Отклонение от идеальной сферической формы может повлиять на оценки плотности, полученные на основе наблюдений транзитов [136]. Говоря о плотности, нельзя не упомянуть, что выделяемая при диссипации энергия идет на нагрев планеты, что, в свою очередь, означает ее расширение [40]. Систематическое уменьшение средней плотности при усилении приливного взаимодействия также может быть обнаружено в наблюдениях, хотя есть и другие механизмы, обуславливающие дополнительное расширение, например, омическая диссипация [137; 138]. В-четвертых, обмен угловым моментом, вызванный миграцией планет, может привести к увеличению скорости вращения звезды [65; 139; 140], а значит и к смещению реального возраста относительно гирохронологических оценок [141] и аномалиям в распределении периода вращения молодых звездных скоплений [142]. Выпадение планет влияет на вращение звезд еще более значительно. Например, в работе [143] наблюдаемая бимодальность в распределении периодов вращения звезд рассеяных скоплений объяснена поглощением частью звезд своих планет на ранней стадии эволюции. Выпадение планет может сопровождаться ярким оптическим или/и ультрафиолетовым/рентгеновским транзиентом, как показано в исследованиях [144–146]. Такие события могут быть обнаружены даже на расстоянии в мегапарсеки, что

делает их потенциально полезным инструментом для проверки моделей взаимодействия звезды и планеты. Энергии, выделяющейся при выпадении массивной планеты на звезду, находящейся на поздней стадии эволюции, может быть достаточно для сбрасывания ее своей оболочки [145; 146]. Наконец, поглощение планеты может привести к существенному и продолжительному увеличению содержания тяжелых элементов в атмосфере звезды, что также можно обнаружить, сопоставляя спектры родительских звезд и их компонентов в кратных системах [147; 148].

На фоне большинства процессов, имеющих место в системах с экзопланетами, горячие юпитеры являются одними из самых удачных объектов для исследования. Это наиболее массивные планеты, расположенные в непосредственной близости от родительских звезд, поэтому для них характерны максимальные амплитуды вышеупомянутых механизмов приливного и магнитного взаимодействия. Кроме того, большие размеры и малые орбитальные расстояния способствуют эффективному обнаружению данных планет, в результате чего их статистика быстро пополняется, что позволяет исследовать влияние взаимодействий на популяционном уровне. Скорее всего, формирования определенной доли наблюдаемых горячих юпитеров связано с приливными процессами. Так, взаимодействие планет друг с другом [59; 149–151] и/или с пролетающими звездами в молодых и плотных скоплениях [152; 153] или со скоплением в целом [41] приводит к орбитальным возмущениям, которые в конечном счете трансформируются в высокое значение эксцентриситета у внутренней планеты, в результате чего орбита прото-горячего юпитера становится вытянутой. Последующая циркуляризация планеты под действием приливной диссипации [150; 154]) выводит планету в область горячих объектов уже после диссипации протопланетного диска. Данный процесс способен объяснить ряд наблюдаемых признаков популяции горячих юпитеров [155–157]. Тем не менее, считается, что для объяснения природы горячих юпитеров необходимо существование, как минимум, двух каналов образования [158]. Наряду со описанным выше сценарием миграции с высоким эксцентриситетом, имеет место и формирование части горячих юпитеров в результате ранней миграции в протопланетном диске [159–162]. До сих пор нет единого мнения относительно того, какой из этих двух каналов образования является доминирующим [163–167]. Для однозначного ответа на этот вопрос необходимо, во-первых, расширить выборку наблюдаемых

планет у звезд молодых скоплений и выборку обнаруженных холодных юпитеров в системах с горячими юпитерами и, во-вторых, разработать теоретическую модель, объясняющую возникновение горячих юпитеров с точки зрения хотя бы одного из сценариев (на текущий день лишь в некоторых исследованиях методом популяционного синтеза удалось получить горячие юпитеры, см., например, [168]).

Целью настоящей работы является моделирование орбитальной эволюции горячих юпитеров под действием приливных и магнитных сил и потери вещества. Для этого мы применяем приливной формализм из работы Баркера (2020) [87], далее В20, к эволюционным моделям звезд, рассчитанным с помощью кода MESA [169—173]. В нашей модели учтена диссипация равновесных приливов, инерциальных и гравитационных волн. Полученные оценки скорости диссипации используются для построения орбитальных треков горячих юпитеров с различными массами и начальными положениями. Разработанный алгоритм использован для анализа динамики популяции горячих юпитеров методом популяционного синтеза. Проведено сравнение результатов моделирования с наблюдаемым распределением экзопланет. Изучено влияние планетных приливов на подавление эксцентриситетов горячих юпитеров.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Реализовать алгоритм для расчета эффективности диссипации звездных приливов согласно работе В20;
2. Разработать модель миграции планеты, включив в нее все рассматриваемые виды взаимодействий (приливные и магнитные взаимодействия, а также фотоиспарение, стабильную аккрецию и магнитное торможение звезды);
3. Исследовать влияние различных параметров данной модели на характер миграции планеты (например, начальной массы и положения планеты, начальной скорости вращения, массы и показателя металличности звезды, напряженности магнитного поля планеты и других), выявить основные закономерности;
4. Используя полученные результаты, провести моделирование эволюции экзопланетной популяции с целью сопоставить нашу картину эволюции синтетической выборки планет со статистикой наблюдений;

5. Расширить использование формализма B20 на случай планетных моделей, выявить, как эффективность диссипации различных видов планетных приливов меняется с возрастом и массой планеты;
6. Выяснить, способна ли диссипация тех или иных планетных приливов в нашей модели объяснить циркуляризацию горячих юпитеров.

Методология и методы исследования

Теоретико-методологической базой диссертации являются работы [85; 87] (приливная диссипация), [111–113] (магнитное взаимодействие), [123; 174] (фотоиспарение), [60; 126] (стабильная аккреция) и [175; 176] (закон торможения). Построение эволюционных моделей звезд и планет осуществляется при помощи кода MESA [169–173]. Профили звездного ветра вычисляются при помощи кода starAML [177].

В настоящем исследовании мы также используем различные калибровки из публикаций других авторов. Эволюция угловой скорости вращения звезды моделируется согласно параметрам торможения из [178]. Зависимость радиуса планеты от массы и величины падающего потока излучения задана на основе работ [126] и [179]. Эффективность фотоиспарения вычисляется согласно [125]. Величина напряженности магнитного поля планеты вычисляется двумя методами, представленными в работах [180] и [181], соответственно. Физические параметры, определяющие условия в основании короны звезды, мы задаем на основе калибровки из [54]. Светимость звезды в XUV-диапазоне вычисляется при помощи соотношений из [182]. Время начала отсчета наших симуляций фиксируется на основе калибровок времени диссипации протопланетного диска из [183].

При проведении популяционного синтеза экзопланет в работе (a1) из списка публикаций по теме диссертации массу звезды мы выбираем на основе начальной функции распределения масс из [184]. Начальный период вращения звезды определяется согласно распределению периодов вращения звезд скопления NGC 2362 [185]. Результаты наших симуляций мы сопоставляем со статистикой обнаруженных планет из NASA Exoplanet Archive (<https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>).

Основные положения, выносимые на защиту:

1. 12—15 % горячих юпитеров вокруг звезд с массой в пределах диапазона $[0.95; 1.05] M_{\odot}$ были поглощены или потеряли достаточно вещества, чтобы выйти из диапазона масс юпитеров ($[0.3; 10] M_J$).
2. Опрокидывание внутренних гравитационных приливных волн существенно повышает вероятность выпадения планеты или заполнения ею полости Роша в системах, состоящих из горячих юпитеров, обращающихся вокруг звезд с малой начальной угловой скоростью вращения. Для планет в системах с быстрым ротатором (начальный период вращения меньше 4.5 сут) диссипация инерциальных волн является ключевым механизмом миграции.
3. Если диссипация динамических приливов в солнеподобной звезде на стадии ГП невозможна или неэффективна, магнитное взаимодействие преобладает над миграцией под действием квазистационарных приливов. Диссипация квазистационарных приливов начинает доминировать после окончания ГП за счет увеличения толщины конвективной оболочки.
4. Диссипация инерциальных волн в планетах способна объяснить распределение эксцентриситетов наблюдаемых газовых экзопланет. Найдена корреляция между рассчитанным нами временем циркуляризации и полученным на основе наблюдений эксцентриситетом.
5. Миграция с достаточной для обнаружения за десятилетний цикл наблюдений скоростью может быть обнаружена в 0.20—0.25 % систем с горячими юпитерами.

Научная новизна:

1. Спектр рассматриваемых в настоящей работе механизмов не имеет аналогов в литературе. Мы показали, что каждый из учтенных процессов (диссипация квазистационарных приливов, инерциальных и гравитационных волн, магнитное взаимодействие, фотоиспарение и стабильная аккреция) на определенном этапе орбитальной эволюции способен давать доминирующий вклад в динамику системы;
2. Впервые был исследован фактор диссипации гравитационных волн в контексте орбитальной эволюции экзопланет в широком диапазоне параметров. Изучена относительная роль гравитационных волн в жизни

- планет в зависимости от совокупности различных параметров, связанных со звездой и планетой;
3. Использован оригинальный подход к учету различных процессов потери вещества, позволяющий моделировать как фотоиспарение, так и стабильную аккрецию;
 4. Разработанная модель миграции основана на наиболее современных калибровках и параметризациях используемых физических величин (планетного радиуса, напряженности магнитного поля звезды и планеты, параметров звездного ветра);
 5. Впервые в рамках одной работы реализован на практике единый формализм для расчета темпов диссипации планетных и звездных приливов.

Научная и практическая значимость работы связана со стремительным ростом наблюдательной статистики. Увеличение количества открытых экзопланет позволит выявить новые закономерности распределения их характеристик. Данные закономерности необходимо будет объяснить в рамках модели миграции. Таким образом, наша модель может дать важную информацию о природе экзопланетных популяций от момента образования первых планет в Галактике и до современной эпохи. Кроме того, дальнейшие наблюдения за открытыми транзитными системами позволят выявить новые случаи смещения времени транзита, что приведет к уточнению теории приливов. Орбитальная эволюция системы завершается приливным разрушением планеты или ее прямым выпадением на поверхность звезды. Оба этих возможных события сопровождаются значительным выделением энергии, что можно обнаружить при помощи современных телескопов. Поиск подобных событий может оказаться еще одним способом проверить наши результаты и отдельные положения нашей модели.

Разработанный алгоритм для расчета эффективности приливной диссипации достаточно прост и может быть использован в дальнейших исследованиях, посвященных миграции экзопланет. Реализация единого формализма для оценки темпов приливно-взаимодействия в звездах и планетах - важный шаг в контексте моделирования орбитальной эволюции. Одним из возможных путей усовершенствования алгоритма станет учет умеренно нелинейного режима диссипации гравитационных волн. При помощи полученной модели мы планируем

изучить миграцию планет у проэволюционировавших звезд с целью установить критерий выживаемости, а также провести более полные и детальные исследования методом популяционного синтеза.

Степень достоверности полученных результатов обеспечивается использованием общепринятого формализма приливной диссипации из работы B20[87]. Магнитное взаимодействие калибруется согласно модели диполярного взаимодействия из работы [113]. Темпы фотоиспарения получены на основе исследований [123; 125]. Модели звезды построены при помощи кода MESA [169—173], профили звездного ветра построены при помощи кода starAML [177]. Темпы магнитного торможения звезды заданы согласно закону торможения из [175; 176] с параметрами, уточненными в [178]. Каждый из изучаемых процессов в отдельности дает тот вклад, который был предсказан авторами соответствующего исследования. Результаты нашего моделирования были применены для исследования эволюции популяции горячих юпитеров. По итогам работы нам удалось воспроизвести многие из наблюдаемых особенностей распределения горячих экзопланет. Полученные орбитальные треки находятся в соответствии с результатами других авторов. Так, нам удалось воспроизвести характерное перемещение планеты на границе области диссипации инерциальных волн, обнаруженное в работах [186; 187]. Мы получили схожую с результатами [54] картину миграции планет в системах с быстро вращающейся звездой. Наши образцы эволюции систем, подверженных перетеканию вещества через полость Роша, частично воспроизводят треки Вальсекки и др. [60]. Полученные нами темпы циркуляризации систем объясняют наблюдаемое распределение эксцентриситетов горячих юпитеров. Оцененные темпы диссипации планетных приливов подтверждаются астрометрическими наблюдениями Юпитера, Сатурна и их спутников [188; 189].

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на следующих мероприятиях:

1. Международная конференция по астрофизике «Идеи С.Б. Пикельнера и С.А. Каплана и современная астрофизика», Москва, ГАИШ МГУ, Россия, 8-12 февраля 2021 («Орбитальная эволюция в системах “звезда – экзопланета”»);

2. XXVIII Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов 2021», МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия, 12-23 апреля 2021 («Миграция горячих юпитеров под действием приливов»);
3. Всероссийская астрономическая конференция «ВАК-2021») «Астрономия в эпоху многоканальных исследований», Москва, ГАИШ МГУ, Россия, 23-28 августа 2021 («Выпадение горячих юпитеров под действием приливной диссипации»);
4. PLATO Mission Conference 2021, Онлайн, Франция, 11-15 октября 2021 («Estimation of hot Jupiter tidal infall rate in the Galaxy», стендовый доклад);
5. Исследования звезд с экзопланетами-2021, Симеизская обсерватория Института астрономии РАН, Россия, 25-29 октября 2021 («Моделирование приливной миграции горячих юпитеров»);
6. XVII SOCHIAS Meeting, Онлайн, Чили, 17-21 января 2022 («Tidal migration of hot Jupiters»);
7. Семинар АКЦ ФИАН, ноябрь 2021 («Моделирование приливной миграции горячих юпитеров»);
8. Семинар АКЦ ФИАН, декабрь 2022 («Динамика горячих юпитеров: приливное и магнитное взаимодействие и потеря вещества»);
9. Семинар отдела релятивистской астрофизики ГАИШ МГУ, май 2023 («Моделирование орбитальной эволюции горячих юпитеров»).

Публикации по теме диссертации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 3 печатных изданиях, в том числе в 3 научных статьях в рецензируемых научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus:

- (a1) Tidal migration of hot Jupiters: introducing the impact of gravity wave dissipation / Lazovik Y.A. // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 508, Issue 3, pp.3408-3426 (2021). Web of Science JIF2022: 4.8. Личный вклад автора: 100%. Объем: 2.28 печатных листов.
- (a2) Unravelling the evolution of hot Jupiter systems under the effect of tidal and magnetic interactions and mass-loss / Lazovik Y.A. // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 520, Issue

3, pp.3749-3766 (2023). Web of Science JIF2022: 4.8. Личный вклад автора: 100%. Объем: 2.16 печатных листов.

- (a3) Tidal dissipation in rotating and evolving giant planets with application to exoplanet systems / Lazovik Y.A., Barker A.J., de Vries N.B., Astoul A. // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 527, Issue 3, pp.8245-8256 (2024). Web of Science JIF2022: 4.8. Личный вклад автора: 80%. Объем: 1.44 печатных листов.

Личный вклад

Все представленные в диссертации результаты получены лично автором. Автор принимал активное участие в постановке целей и задач, разработке модели, и получении на основе нее результатов, приведенных в настоящей работе. Статьи (a1) и (a2) опубликованы без соавторов. В работе (a3) автор модифицировал алгоритм для расчета темпов приливной диссипации, что позволило применить его к газовым планетам. Анализ и интерпретация полученных результатов были осуществлены совместно с Адрианом Баркером.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и двух приложений. Полный объём диссертации составляет 141 страницу с 29 рисунками и 2 таблицами. Список литературы содержит 274 наименования.

Глава 1. Описание модели¹

В данной главе мы приводим описание методов, используемых для моделирования орбитальной эволюции горячих юпитеров. Информация, указанная здесь без дополнительных примечаний, соответствует главам 2 и 3. Формализм, используемый нами в главе 4, где мы занимаемся моделированием планетных приливов, имеет ряд отличительных особенностей, о которых будет указано в соответствующих местах данной главы. Также стоит отметить, что в статье (a1) из списка публикаций по теме диссертации мы исследуем влияние приливного взаимодействия на характер миграции и эволюции популяции горячих юпитеров. Магнитное взаимодействие и потеря вещества, учитываемые в публикации (a2), в ней не рассматриваются. В работах (a1) и (a2) мы исследуем системы, состоящие из сферически-симметричной равномерно вращающейся звезды и планеты на круговой экваториальной орбите (в главе 4 мы рассматриваем некруговые орбиты). Орбитальный момент планеты сонаправлен с моментом вращения звезды.

Скорость планетной миграции определяется в виде суммы трех составляющих:

$$\frac{\dot{a}}{a} = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)_t + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)_m + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)_{ML}, \quad (1.1)$$

где a — большая полуось планеты, $\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)_t$ представляет вклад приливов, $\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)_m$ — магнитный вклад, а $\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)_{ML}$ — вклад, возникающий за счет потери массы.

Приливные и магнитные взаимодействия приводят к перераспределению углового момента, влияя на скорость вращения звезды Ω_* . Эволюция спина звезды протекает согласно следующему уравнению, основанному на законе изменения момента импульса:

$$\dot{\Omega}_* = \frac{1}{I_*} \left(\Gamma_{\text{wind}} - \Omega_* \dot{I}_* - \frac{1}{2} I_{\text{pl}} n \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)_{\text{tm}} \right). \quad (1.2)$$

$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)_{\text{tm}} = \left(\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)_t + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)_m\right)$, n — орбитальная угловая частота, Γ_{wind} — угловой момент ветра, I_* — момент инерции звезды, $I_{\text{pl}} = M_{\text{pl}} a^2$, M_* и M_{pl} — масса звезды

¹Данная глава основана на работах (a1), (a2) и (a3) из списка публикаций по теме диссертации

и планеты, соответственно. Здесь мы пренебрегаем изменением скорости вращения звезды за счет аккреции вещества планеты.

Остановимся на описании звездных моделей.

1.1 Модели звезд

Мы получаем звездные модели при помощи эволюционного кода MESA r11701 и inlist-файлов из работы [178]. Эти файлы дают возможность расширить базовые настройки моделей MIST [190; 191], позволяя реализовать различные законы магнитного торможения. По сравнению с оригинальной версией inlist-файлов внесено несколько изменений. При моделировании эволюции вращения звезды мы используем выражение для времени диссипации протопланетного диска τ_{disc} из [183]:

$$\tau_{\text{disc}} = 13.5 \left(\frac{\Omega_{*,0}}{\Omega_{\odot}} \right)^{-0.5} \text{ Myr}, \quad (1.3)$$

где $\Omega_{*,0}$ начальное вращение звезды. Здесь и в дальнейшем индекс \odot обозначает солнечные единицы, а индекс J – юпитерианские единицы.

Согласно исследованию [192], в течение жизни диска вращение звезды остается постоянным, поскольку раскрутка вследствие аккреции и сжатия компенсирует торможение замагниченным звездным ветром. После диссипации диска момент импульса изолированной звезды уменьшается из-за звездного ветра. Угловой момент ветра Γ_{wind} параметризуется в соответствии с законом торможения из работ [175; 176]:

$$\Gamma_{\text{wind}} = -\Gamma_0 \left(\frac{\tau_{cz}}{\tau_{cz\odot}} \right)^p \left(\frac{\Omega_*}{\Omega_{\odot}} \right)^{p+1}, \quad \text{Ro} > \text{Ro}_{\text{sat}}, \quad (1.4)$$

$$\Gamma_{\text{wind}} = -\Gamma_0 \chi_{\text{sat}}^p \left(\frac{\Omega_*}{\Omega_{\odot}} \right), \quad \text{Ro} \leq \text{Ro}_{\text{sat}}, \quad (1.5)$$

где

$$\Gamma_0 = K \left(\frac{R_*}{R_{\odot}} \right)^{3.1} \left(\frac{M_*}{M_{\odot}} \right)^{0.5} \gamma^{-2m}, \quad (1.6)$$

Таблица 1 — Параметры звездного ветра

| Параметр | Величина |
|--------------------------|--------------------------|
| K | 1.5×10^{30} эрг |
| m | 0.22 |
| p | 2.3 |
| χ_{sat} | 14 |
| Ro_{sat} | 0.14 |
| α_{MLT} | 1.82 |

$$\gamma = \sqrt{1 + 193 \left(\frac{\Omega_*}{\omega_{\text{crit}}} \right)^2}, \quad (1.7)$$

где $\omega_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{GM_*}{R_*^3}}$; R_* и Ω_* - радиус и угловая скорость вращения звезды, соответственно. Ro - число Россби, определяемое как

$$\text{Ro} = \frac{2\pi}{\Omega_* \tau_{\text{cz}}}, \quad (1.8)$$

где τ_{cz} - время конвективного перемешивания, которое мы извлекаем из эволюционных моделей аналогично [178]. Принятые параметры модели торможения ветра приведены в таблице 1.

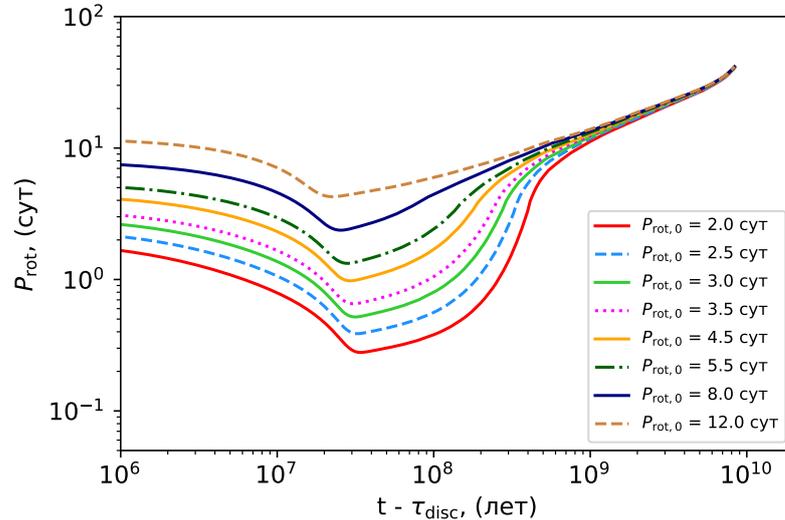


Рисунок 1.1 — Период вращения звезды как функция времени после диссипации диска для моделей звезд солнечной массы с $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$.

На рисунке 1.1 показана эволюция вращения звезд солнечной массы с различными начальными периодами вращения. Периоды вращения звезд одинаковой массы асимптотически сходятся в единую зависимость, что позволяет

определить гирохронологический возраст изолированных звезд главной последовательности (ГП) на основе измерений их угловой скорости. Кроме того, данная зависимость согласуется с текущей угловой скоростью вращения Солнца, что подтверждает корректность введенной параметризации.

Все используемые в дальнейшем звездные модели построены с показателем металличности $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.2$, что соответствует среднему показателю металличности звезд с горячими юпитерами [193].

1.2 Параметризация радиуса планеты

Для параметризации планетного радиуса мы разделяем планеты на три группы в зависимости от их массы. Для планет с $M_{\text{pl}} > 0.5 M_{\text{J}}$ используется выражение из [179]:

$$R_{\text{pl}} = R_{\text{pl,T}} = A R_{\text{J}} \left(\frac{M_{\text{pl}}}{M_{\text{J}}} \right)^B \left(\frac{F}{10^9} \right)^{C+D \log \frac{M_{\text{pl}}}{M_{\text{J}}}}, \quad M_{\text{pl}} > 0.5 M_{\text{J}}, \quad (1.9)$$

где падающий поток излучения F указан в единицах $\text{эрг с}^{-1} \text{см}^{-2}$, $A = 1.22$, $B = -0.42$, $C = 0.137$ и $D = -0.072$. Соответствующий эмпирический закон основан на значениях радиусов наблюдаемых горячих юпитеров и учитывает тепловое расширение под действием излучения со стороны звезды.

Радиусы планет с $M_{\text{pl}} \leq 0.1 M_{\text{J}}$ рассчитываются согласно модели из исследования [126]. Мы воспользовались уравнением (14) из указанной выше работы, которое соответствует планетам с массой ядра $M_{\text{c}} = 10 M_{\oplus}$:

$$R_{\text{pl}} = R_{\text{pl,V}} = 0.67 R_{\text{J}} \exp \left(-4.9 \times 10^{-6} \times \left(\frac{M_{\text{pl}}}{M_{\text{J}}} \right)^{-4} \right) + \\ + 0.61 \left(\frac{M_{\text{pl}}}{M_{\text{J}}} \right)^{1/3} \left(1 - \exp \left(-1.7 \times \left(\frac{M_{\text{pl}}}{M_{\text{J}}} \right)^{-0.9} \right) \right), \quad M_{\text{pl}} \leq 0.1 M_{\text{J}}. \quad (1.10)$$

Для планет, чьи массы лежат в диапазоне $[0.1, 0.5] M_J$, мы вычисляем радиус путем интерполяции между значениями, полученными из уравнений (1.9) и (1.10):

$$R_{\text{pl}} = R_{\text{pl,T}} + (R_{\text{pl,V}} - R_{\text{pl,T}}) \frac{0.5 - \frac{M_{\text{pl}}}{M_J}}{0.4}, \quad 0.1 M_J < M_{\text{pl}} \leq 0.5 M_J, \quad (1.11)$$

Такой вид зависимости позволяет, с одной стороны, согласовывать наши оценки радиуса с данными последних наблюдений, с другой - исследовать диапазон малых планетных масс, в пределах которого эффективность расширения за счет нагрева существенно ниже (см. [137]). На рис. 1.2 показан радиус планеты в зависимости от массы для различных падающих потоков.

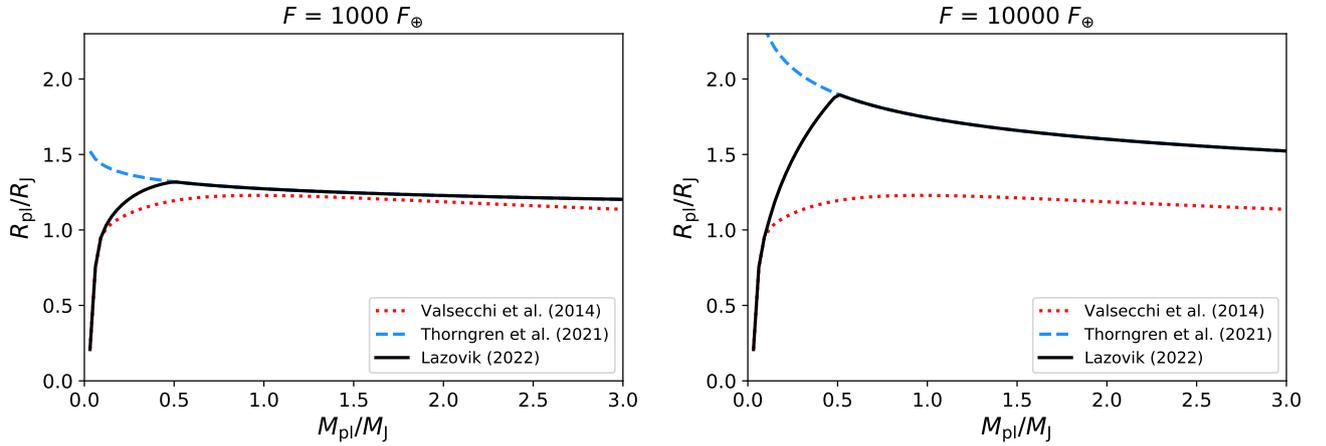


Рисунок 1.2 — Зависимость «масса-радиус». Красной пунктирной линией отмечено уравнение (14) из [126], синяя штриховая линия соответствует эмпирической калибровке радиусов горячих юпитеров из [137], черная сплошная линия отображает параметризацию, используемую в настоящей работе. Левая панель: $F = 10^3 F_{\oplus}$, правая панель: $F = 10^4 F_{\oplus}$.

Принимая подобную параметризацию радиуса, мы подразумеваем, что планета всегда находится в состоянии теплового равновесия, то есть подстройка планетного радиуса к потере массы или к изменению падающего потока происходит мгновенно. В большинстве случаев это приближение является обоснованным, поскольку время релаксации слишком мало, чтобы его можно было вывести из наблюдений [179]. Однако в крайних случаях, когда миграция или потеря массы протекает очень быстро, тепловое равновесие может нарушаться. Хотя в настоящей работе мы не предполагаем такую возможность, условия

теплового равновесия заслуживают особого внимания в дальнейших исследованиях.

Зависимость «масса-радиус» для планет должна меняться в зависимости от принятой массы твердого ядра. Особенно сильно это касается планет с малой относительной долей газовой оболочки. Вариация M_c во многом обуславливает разброс в распределении суб-нептунов вблизи долины радиусов [194]. Тем не менее, наш выбор в пользу $M_c = 10 M_\oplus$ соответствует типичной массе ядер газовых планет-гигантов. С одной стороны, моделируемые нами планеты обладают достаточно массивными ядрами, чтобы инициировать газовую аккрецию на стадии протопланетного диска [195]. С другой стороны, наш выбор не требует повышенного содержания пыли в протопланетном диске для раннего образования таких ядер [9].

1.3 Приливная диссипация

Приливная диссипация обеспечивает перераспределение углового момента в системе, что приводит к миграции планет. Поскольку вращение массивных планет обычно синхронизируется в течение короткого промежутка времени [196], мы не учитываем влияние планетных приливов на миграцию. Орбитальная эволюция планет определяется значением приливного фактора Q' , который характеризует эффективность диссипации. Этот параметр пропорционален отношению максимальной энергии приливных возмущений к количеству энергии, потерянной за один приливной цикл. Производная орбитальной полуоси планеты в случае нулевого эксцентриситета и наклона орбиты задается следующим выражением:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)_t = \frac{\Omega_* - n}{|\Omega_* - n|} \frac{9n}{2} \left(\frac{M_{\text{pl}}}{M_*}\right) \left(\frac{R_*}{a}\right)^5 \frac{1}{Q'}, \quad (1.12)$$

где M_{pl} – масса планеты. Согласно уравнению (1.12), внутренняя миграция характерна для планет, расположенных внутри радиуса коротации a_{cor} , на котором орбитальная скорость планеты равна угловой скорости вращения звезды ($n = \Omega_*$). Если же планета находится за коротационным радиусом, то дисси-

падия приливов приводит к увеличению большой полуоси. Уравнение (1.12) также показывает, что скорость миграции антикоррелирует с приливным фактором Q' . В настоящей работе мы рассматриваем три типа приливов, а именно квазистационарный (равновесный) приливы, инерциальные волны и гравитационные волны. Каждый из следующих типов характеризуется своим приливным фактором Q' (таким образом, Q'_{eq} , Q'_{iw} , and Q'_{gw} – приливные факторы, характеризующие диссипацию квазистационарных приливов, инерциальных волн и гравитационных волн, соответственно). Итоговый приливной фактор вычисляется согласно уравнению:

$$\frac{1}{Q'} = \frac{1}{Q'_{\text{eq}}} + \frac{1}{Q'_{\text{iw}}} + \frac{1}{Q'_{\text{gw}}} \quad (1.13)$$

Значения приливных факторов мы вычисляем на основе формализма из В20. Основные положения этого формализма приведены в следующих разделах.

1.3.1 Квазистационарные приливы

Стандартный подход к изучению приливного взаимодействия заключается в разложении потенциала возмущающего тела в ряд по сферическим функциям и отдельном вычислении приливного отклика на каждую функцию ряда. Аналогично В20, в нашей модели мы исследуем моду $l = m = 2$, наиболее важную в контексте миграции, особенно в случае круговых орбит с нулевым наклоном, рассматриваемых в рамках принятого приближения.

Согласно нашей модели, источником диссипации равновесных приливов служит вязкость в зоне конвективного переноса. Соответствующий приливной фактор определяется выражением:

$$\frac{1}{Q'_{\text{eq}}} = \frac{16\pi G}{3(2l+1)R_*^{2l+1}|A_t|^2|\omega_t|} \frac{D_v}{\omega_t} \quad (1.14)$$

где $A_t^2 = 6\pi/5$, а ω_t - частота приливных возмущений. Для круговых орбит с нулевым наклоном $\omega_t = 2|n - \Omega_{\text{pl}}|$, а для эллиптических орбит, синхронизованных с вращением (такими, например, являются орбиты родительских звезд относительно горячих юпитеров, их мы рассматривает в статье (а3) и гла-

ве 4 настоящей работы), $\omega_t = n$. Вязкая диссипация равновесного прилива, D_v , рассчитывается интегрированием вдоль каждой конвективной области:

$$D_v = \frac{1}{2} \omega_t^2 \int r^2 \mu(r) D_1(r) dr, \quad (1.15)$$

где $\mu(r) = \rho(r) \nu_E(r)$. Здесь $\rho(r)$ - плотность, а $\nu_E(r)$ - эффективная кинематическая вязкость. В работах [66; 197] было предположено, что вязкость должна зависеть от частоты возмущений. Недавние исследования, посвященные численному моделированию приливных течений в конвективной среде, подтвердили ослабление вязкости для быстрых приливов [70–72; 198]. Было обнаружено существование трех режимов зависимости $\nu_E(r)$ от приливной частоты:

$$\nu_E(r) = u_c l_c \begin{cases} 5, & \left(\frac{\omega_c}{\omega_t}\right) < 10^{-2}; \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_c}{\omega_t}\right)^{\frac{1}{2}}, & 10^{-2} \leq \left(\frac{\omega_c}{\omega_t}\right) \leq 5; \\ \frac{25}{\sqrt{20}} \left(\frac{\omega_c}{\omega_t}\right)^2, & \left(\frac{\omega_c}{\omega_t}\right) > 5, \end{cases} \quad (1.16)$$

где u_c – конвективная скорость, l_c – длина пути перемешивания и $\omega_c = u_c/l_c$ – конвективная частота. Данные характеристики и, соответственно, эффективная вязкость определяются как функции радиальной координаты в наших моделях. Функция $D_1(r)$ задается компонентами вектора смещения ξ (уравнения (21), (22) в В20), который получается путем решения ОДУ с граничными условиями, заданными уравнениями (16)–(18) в В20.

Кроме того, быстрое вращение, характерное для синхронизированных с орбитальным движением горячих планет-гигантов, стабилизирует конвекцию, в результате чего объектам с высоким спином требуется более существенные градиенты температуры для обеспечения заданного потока тепла [199–201]. В работах [104; 202] показано, что для быстрых ротаторов величина ν_E снижена еще больше (в то же время при $\omega_t \gg \omega_c$ данный эффект ослабевает). Основываясь на приведенных выше исследованиях, в главе 4 мы рассматриваем модификацию конвекции вращением. Соответствующая поправка сводится к умножению l_c на $\text{Ro}^{3/5}$ и u_c на $\text{Ro}^{1/5}$. Приливной фактор, полученный с учетом этой поправки, отмечен аббревиатурой RMLT в индексе (rotating mixing-length theory).

1.3.2 Инерциальные волны

Приливной фактор, соответствующий инерциальным волнам, мы вычисляем согласно формализму частотного усреднения, описанному в работе [85], используя уравнение:

$$\frac{1}{Q'_{\text{iw}}} = \frac{32\pi^2 G}{3(2l+1)R_*^{2l+1}|A_t|^2}(E_1 + E_{1-1} + E_{1+1}). \quad (1.17)$$

Параметры E_1 , E_{1-1} и E_{1+1} определяются уравнениями (31)–(33) из В20. Отметим, что инерциальные волны могут быть возбуждены только тогда, когда частота приливных возмущений ω_t находится в диапазоне $[-2\Omega_*, 2\Omega_*]$. Величины E_1 , E_{1-1} и E_{1+1} пропорциональны квадрату угловой скорости Ω_*^2 , что объясняет более активную миграцию планет вокруг быстро вращающихся звезд, см. главу 2.

Обращаем внимание, что выражения для величин E_1 и $E_{1\pm 1}$ включают в себя радиальные интегралы вдоль зоны конвективного переноса. В случае планет-гигантов (глава 4) внутренняя граница конвективной оболочки определяется радиусом твердого ядра, который мы задаем в inlist-файлах MESA. Тем не менее, зависимость наших оценок Q'_{iw} от радиуса ядра планеты оказалась несущественной, что согласуется с результатами, полученными в [85] для модели политропной сжимаемой жидкости (см. рисунок 10). При расчете вектора приливного смещения мы задаем непроницаемые граничные условия (с нулевой радиальной скоростью) на границе ядра и оболочки, а также на поверхности (согласно [85] и В20).

Метод, используемый нами для расчета Q'_{iw} , позволяет оценить характерные темпы диссипации с учетом существования целого спектра инерциальных волн, одновременно распространяющихся в звезде (или планете) [86]. Его простота дает возможность работать с большим количеством моделей и отслеживать эволюцию темпов диссипации во времени. Важно отметить, что оценки эффективности затухания инерциальных волн, получаемые в рамках формализма частотного усреднения, не зависят от того, какие именно механизмы обеспечивают затухание этих волн, эти оценки определяются предположением, что присутствие возмущающего тела приводят к возникновению инерциальных волн

на всех возможных частотах, и что все эти волны впоследствии диссипируют. Моделирование приливной эволюции на почти круговых орбитах или орбитах с нулевым наклоном, основанное на формализме частотного усреднения, предполагает выдвижение ряда предположений, которые не в каждом случае обязательно выполняются. Несмотря на это данный формализм применяется для решения широкого круга задач [139], поскольку он дает репрезентативные оценки темпов диссипации инерциальных волн. Мы, а также многие другие авторы (см. [77; 86; 87; 142; 187]), применяют данный подход, поскольку он намного проще и экономичнее с точки зрения вычислительной нагрузки (следовательно, позволяет оценить долгосрочную эволюцию орбитальных параметров, а не только динамику на текущий момент времени) и более устойчив к добавлению дополнительных физических процессов при построении моделей, чем исследование линейных (или нелинейных) откликов на фиксированной частоте.

Стоит добавить, что реальная диссипация инерциальных волн при выбранной ω_t может существенно отличаться от наших оценок [85; 203; 204]. В частности, темпы диссипации, найденные из гидродинамических симуляций для конкретной частоты, могут отличаться, иногда на порядки (в меньшую или большую сторону) в зависимости от распределения плотности [85], наличия магнитных полей [205; 206], дифференциального вращения [203; 204; 207; 208], нелинейных эффектов [203; 204; 209; 210], конвекции, сопровождающейся изменением микроскопического коэффициента диффузии [97; 211], наличия центральной зоны лучистого переноса (в противоположность твердому ядру) [85; 212–214]. Тем не менее, было обнаружено, что частотное усреднение дает достаточно точные оценки (в пределах порядка величины) в случае учета вклада магнитных полей [205], нелинейности и дифференциального вращения [204].

1.3.3 Гравитационные волны

В нашей модели диссипация гравитационных волн в звездах протекает в рамках сильно нелинейного режима. Гравитационные волны возникают вблизи границы между лучистым ядром и конвективной оболочкой, увеличивают свою

амплитуду при прохождении к центру за счет геометрической фокусировки, становятся неустойчивыми и опрокидываются, в результате чего высвобождается и поглощается веществом звезды вся запасенная в них энергия. Соответствующий приливной фактор вычисляется при помощи следующего выражения:

$$\frac{1}{Q'_{\text{gw}}} = \frac{2[\Gamma(\frac{1}{3})]^2}{3^{\frac{1}{3}}(2l+1)(l(l+1))^{\frac{4}{3}}} \frac{R_*}{GM_*^2} \mathcal{G} |\omega_t|^{\frac{8}{3}}, \quad (1.18)$$

где

$$\mathcal{G} = \sigma_b^2 \rho_b r_b^5 \left| \frac{dN^2}{d \ln r} \right|_{r=r_b}^{-\frac{1}{3}}. \quad (1.19)$$

Величины с индексом b относятся к слою, где происходит образование гравитационных волн (в случае моделей звезд под этим слоем мы подразумеваем границу лучистого ядра и конвективной оболочки), N - частота плавучести (частота Брента–Вяйсяля), а параметр σ_b является функцией производной динамического радиального смещения (см. уравнение (43) в В20).

Возможность опрокидывания гравитационных волн определяется их начальной амплитудой, которая зависит от частоты приливов и массы планеты. Для звезд с лучистым ядром в В20 предложен следующий критерий (аналогичный критерий выведен в [79; 88]):

$$A_{\text{nl}}^2 = \frac{3^{2/3} 54 \sqrt{6} [\Gamma(\frac{1}{3})]^2 \mathcal{G} C_0^5}{25\pi (l(l+1))^{\frac{4}{3}} \rho_0} \left(\frac{M_{\text{pl}}}{M_*} \right)^2 \left(\frac{R_*}{a} \right)^6 |\omega_t|^{-13/3} \gtrsim 1, \quad (1.20)$$

где ρ_0 – центральная плотность, C_0 – коэффициент наклона профиля частоты плавучести вблизи центра звезды. Для масс, характерных для горячих юпитеров, условие (1.20) выполняется ближе к концу ГП. Учитывая, что к тому времени звезда уже потеряла большую часть своего углового момента из-за торможения магнитным ветром, при расчете диссипации гравитационных волн полезно пренебречь вращением звезды ($\omega_t = 2n$). Наконец, критерий волнового затухания удобно преобразовать в выражение либо для критической полуоси $a \gtrsim a_{\text{crit}}(M_*, M_{\text{pl}}, t)$, либо для критической массы планеты $M_{\text{pl}} \gtrsim M_{\text{crit}}(M_*, a, t)$ (a_{crit} не связана с ω_{crit}). При невыполнении условия (1.20), а также в звездах с конвективным ядром мы предполагаем, что гравитационные волны не диссипируют. В действительности, диссипация через затухание вторичных волн возможна и на раннем этапе звездной эволюции, однако ее эффективность за-

метно ниже по сравнению с режимом, реализованным в настоящей работе [95; 96].

Исследуя планетные приливы в главе 4, мы полагаем, что гравитационные волны возникают у основания лучистой оболочки. В отличие от звездных моделей, в случае планет эти волны распространяются вверх, к поверхности. В процессе распространения их энергия излучается, либо, как и в случае звезд, происходит опрокидывание, приводящее к высвобождению энергии. В результате обоих сценариев волны затухают до своего возвращения к месту возникновения (см. также [76; 215; 216]). Для оценки темпов диссипации мы также пользуемся уравнениями (1.18) и (1.19), только в этом случае величины с индексом b относятся к основанию зоны лучистого переноса. В случае планет условие полного затухания гравитационных волн не является до конца исследованным и поэтому заслуживает дальнейшего изучения. При наличии у планет нескольких зон лучистого переноса, итоговый приливной фактор получается путем суммирования темпов диссипации в каждой из оболочек.

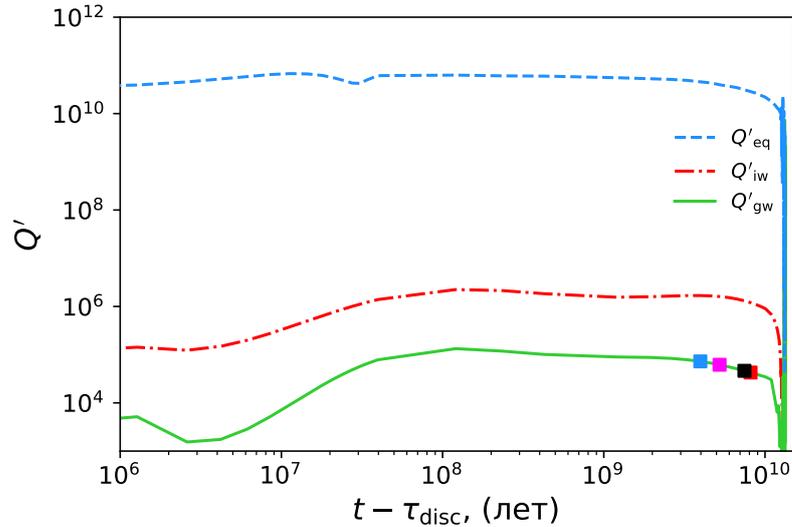


Рисунок 1.3 — Эволюция приливного фактора ($M_* = 1.0 M_\odot$, $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.2$, $P_{\text{orb}} = 1$ сут, $P_{\text{rot}} = 4.5$ сут). Скорость вращения звезды и орбитальное расстояние зафиксировано. Линии, сверху вниз, иллюстрируют равновесные приливы, инерциальные и гравитационные волны, соответственно. Красный, черный, фиолетовый и синий маркеры отображают начало диссипации гравитационных волн в системе, где масса планеты $M_{\text{pl}} = 0.3 M_J$, $1 M_J$, $3 M_J$ и $10 M_J$, соответственно.

На рисунке 1.3 приведено сравнение приливных факторов, относящихся к звездным приливам, для трех типов приливов в случае системы, состоящей из горячего юпитера и умеренно вращающейся звезды солнечной массы. Из рисунка видно, что, когда динамические приливы диссипируют, они доминируют над менее эффективными квазистационарными приливами. Также стоит отметить, что в системах с более массивными планетами опрокидывание гравитационных волн начинается раньше (моменты запуска диссипации гравитационных волн изображены маркерами). Таким образом, для более массивных планет фаза быстрой миграции является более продолжительной, и вероятность выпадения на звезду/достижение предела Роша до конца ГП оказывается выше.

1.4 Магнитное взаимодействие

Перемещение планеты относительно вещества и магнитного поля звездного ветра ведет к образованию локальных неоднородностей магнитного поля. Перенос угловой момент и энергию, эти неоднородности распространяются в виде магнитозвуковых волн преимущественно вдоль так называемых альфвеновских крыльев, соединяющих планету со звездой [112]. Интенсивность этого процесса зависит от локального альфвеновского числа Маха M_a , магнитной топологии и эффективного сечения магнитного взаимодействия A_{eff} . Действие магнитных сил проявляется схожим образом, что и действие приливных сил – они приводят к миграции планеты в направлении, определяемым ее положением относительно коротационного радиуса, а также к изменению угловой скорости вращения звезды. Различают два типа магнитного взаимодействия: униполярный, при котором магнитное поле звезды подавляет магнитосферу планеты [109; 110], и диполярный, при котором магнитосфера сохраняется [111–113]. В данном исследовании мы изучаем только диполярный режим. Реализуемость в природе униполярного режима до сих пор находится под вопросом, поскольку для этого требуется крайне высокая устойчивость силовых линий магнитного поля звезды по отношению к азимутальному сдвигу [217]. Миграция в рамках диполярного

режима магнитного взаимодействия описывается следующим уравнением:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)_m = \frac{\Omega_* - n}{|\Omega_* - n|} \frac{2}{I_{pl} n} A_{\text{eff}} c_d p_{\text{tot}}, \quad (1.21)$$

где $c_d \approx \frac{M_a}{\sqrt{M_a^2 + 1}}$ – коэффициент сопротивления, а p_{tot} – полное локальное давление звездного ветра. Значение эффективного сечения взаимодействия вычисляется при помощи калибровки из [113]:

$$A_{\text{eff}} = \begin{cases} (10.8 M_a^{-0.56} \Lambda_p^{0.28}) \pi R_{pl}^2, & \Lambda_p > 1; \\ \pi R_{pl}^2, & \Lambda_p \leq 1; \end{cases} \quad (1.22)$$

$\Lambda_p = \frac{B_{pl}^2}{2\mu_0 p_{\text{tot}}}$. B_{pl} – напряженность магнитного поля планеты на экваторе, R_{pl} – радиус планеты, and μ_0 – магнитная постоянная. Обращаем внимание, что, когда планета сохраняет магнитосферу, параметр Λ_p больше единицы, что существенно увеличивает эффективную площадь взаимодействия, усиливая связь между планетой и звездой и поддерживая более интенсивную миграцию.

Параметры звездного ветра на заданной орбите я получаю при помощи кода starAML [177]. Полученные политропные модели ветра показывают, что на близких расстояниях давление магнитного поля доминирует над давлением вещества, поэтому мы принимаем $p_{\text{tot}} \approx \frac{B_{*,\text{loc}}^2}{2\mu_0}$, где $B_{*,\text{loc}}$ – локальная напряженность магнитного поля звезды на орбите планеты. В настоящей работе мы рассматриваем дипольную конфигурацию магнитного поля звезды и планеты, поскольку вклад более высоких порядков мультипольности в магнитное взаимодействие мал [112; 113]. Напряженность магнитного поля звезды, плотность и температура в основании короны вычисляется при помощи калибровок, заданных уравнениями (28)–(30) из работы [54].

Напряженность магнитного поля планеты, B_{pl} , является одним из наименее известных компонентов параметризации дипольного режима взаимодействия. Классические соотношения предполагают, что B_{pl} зависит от скорости вращения планеты (и, соответственно, от частоты приливных возмущений). Соответствующие калибровки дают ожидаемую напряженность магнитного поля на поверхности планеты в диапазоне 0.1–10 Гс [218]. Однако недавние результаты наблюдений показывают, что магнитное поле может быть существенно более мощным, порядка 10–100 Гс [219; 220], что согласуется с новой теорией, в

которой ключевой характеристикой является величина теплового потока в области генерации магнитного поля [221; 222]. Мы предполагаем, что этот тепловой поток связан с собственной (внутренней) энергией планеты. Магнитное поле планеты мы вычисляем согласно методу, описанному в [180], используя эволюционные модели горячих юпитеров, построенные кодом MESA. Рисунок 1.4 демонстрирует динамику изменения напряженности магнитного поля на экваторе для объектов разных масс. Как и ожидалось, магнитное поле возрастает с массой планеты и убывает с возрастом. За время эволюции планеты с массой Юпитера магнитное поле ослабевает примерно на порядок, от ~ 100 Гс до ~ 10 Гс, в согласии с современными оценками магнитного поля горячих юпитеров [219; 220].

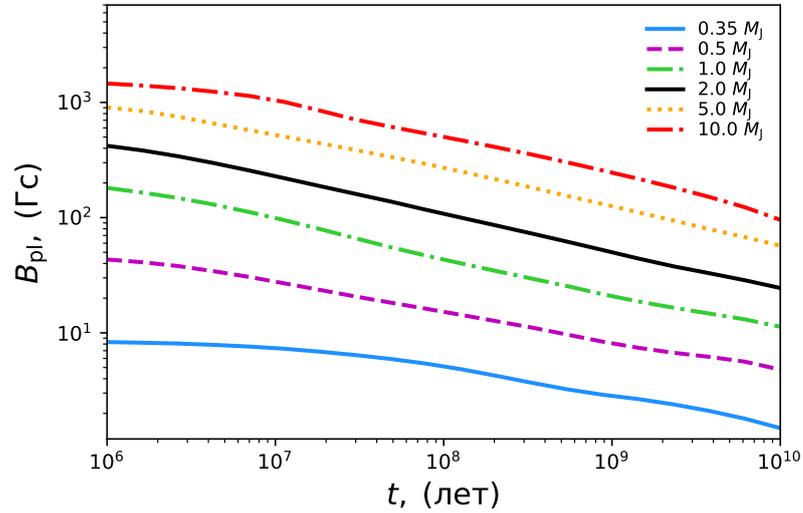


Рисунок 1.4 — Экваториальная напряженность магнитного поля на поверхности планеты.

1.5 Потеря вещества

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)_{\text{ML}} \approx -2\chi \frac{\dot{M}_{\text{pl}}}{M_{\text{pl}}}, \quad (1.23)$$

Следуя [127] и [119], параметр χ мы установили равным 0.5. В разделе 2.4 мы изучаем, как меняется динамика системы в зависимости от значения χ . Заметим, что в действительности параметр χ не является константой. Мы ожида-

ем, что доля возвращенного углового момента зависит от геометрии истечения вещества, на которую влияют различные факторы, такие как мощность коротковолнового излучения звезды, орбитальное расстояние и напряженность магнитного поля [223]. Возможна и обратная ситуация, при которой истекаемое вещество формирует торообразную структуру на внешних по отношению к планете орбитальных расстояниях. В этом случае взаимодействие горячего юпитера и тора приведет к дополнительной убыли планетного орбитального момента и миграции в сторону звезды. Данный сценарий был исследован в [224]. Наконец, стоит добавить, что χ должно зависеть от того, теряет ли планета массу в результате фотоиспарения или заполнения полости Роша. Например, в своем исследовании Вальсекки и др. (2015) [60] полагают, что фотоиспарение оказывает незначительное влияние на орбитальную миграцию. Однако гидродинамические расчеты [225] показали, что на малых орбитальных расстояниях полное давление планетного ветра выше, чем давление звездного ветра на всем пути от планеты до звезды, что позволяет истекаемому веществу быть захваченным родительской звездой [226; 227]. Звездное излучение недостаточно эффективно, чтобы остановить перетекание вещества в направлении звезды [228]. Таким образом, часть планетного ветра может формировать аккреционный диск. В результате действия приливных сил внешняя сторона диска будет возвращать планете часть своего момента импульса.

1.5.1 Фотоиспарение

В нашей работе реализовано два режима фотоиспарения: энергоограниченный и рекомбинационно-ограниченный. При малом падающем потоке большая часть нагрева идет на работу PdV , а равновесие между ионами и нейтральными частицами поддерживается адвекцией газа. По мере приближения планеты к родительской звезде температура атмосферы повышается, что усиливает охлаждение в линии $\text{Ly}\alpha$. При дальнейшем увеличении падающего потока переизлучение начинает преобладать над адиабатическим охлаждением, что означает переход к рекомбинационно-ограниченному режиму, когда истечение становится менее эффективным. Принципы, лежащие в основе двух режимов,

были изучены в работах [120] и [123]. В недавнем исследовании [125] было проведено гидродинамическое моделирование атмосфер горячих газовых планет, что позволило оценить темпы фотоиспарения при помощи следующей формулы:

$$|\dot{M}_{\text{pl,PE}}| = \eta \frac{3F_{\text{XUV}}}{4GK\rho_{\text{pl}}}. \quad (1.24)$$

ρ_{pl} — средняя плотность планеты, η — эффективность фотоиспарения, калибровка которой была выведена в [125]. В настоящей работе поток в XUV, F_{XUV} , получен с использованием рентгеновского излучения и соотношений X-ray—EUV из [182]. Усиление фотоиспарения вследствие притяжения родительской звездой учитывается с помощью коэффициента $K < 1$ [174]:

$$K = 1 - \frac{3}{2\phi} + \frac{1}{2\phi^3}, \quad \phi = \frac{R_{\text{R}}}{R_{\text{pl}}}, \quad (1.25)$$

где радиус полости Роша $R_{\text{R}} = \frac{a}{f_{\text{p}}} \left(\frac{M_{\text{pl}}}{M_{*}} \right)^{1/3}$. Значение f_{p} зависит от особенностей строения планеты. По умолчанию мы установили $f_{\text{p}} = 3^{1/3}$. В разделах 2.6 и 3.4 мы также проводим симуляции с $f_{\text{p}} = 2.7$.

Обратите внимание, что K стремится к нулю, когда планета приближается к заполнению полости Роша, что делает уравнение (1.24) непригодным для моделирования соответствующих случаев. Чтобы решить эту проблему, мы обратимся к исследованию [123], в котором приведено следующее выражение для темпа фотоиспарения в рекомбинационно-ограниченном режиме:

$$|\dot{M}_{\text{pl,PE}}| = 4\pi\rho_{\text{s}}c_{\text{s}}r_{\text{s}}^2, \quad (1.26)$$

где индекс s обозначает звуковую поверхность. Значения величин r_{s} и ρ_{s} мы вычисляем аналогично [119]. Единственное существенное изменение касается расположения фотоионизационного фронта относительно планетного радиуса, которое определяется параметром $\beta = R_{\text{XUV}}/R_{\text{pl}}$. В исследовании [119] β полагается равным единице, в то время как в нашей работе мы его вычисляем при помощи калибровки из [124]. Из двух значений, полученных из уравнений (1.24) и (1.26), мы выбираем наименьшее по модулю, что позволяет избежать аномально высоких темпов потери массы и обеспечить плавный переход к заполнению полости Роша. Наконец, стоит добавить, что планетное магнитное

поле и звездный ветер могут существенно изменить динамику теплового истечения, как сообщается в работах [229] и [230]. Однако этот эффект выходит за рамки настоящей статьи, и мы оставляем его для будущих исследований.

1.5.2 Заполнение полости Роша

Заполнение полости Роша (Roche-lobe overflow, RLO) происходит, когда планета достигает предела Роша, a_R , определяемого как:

$$a_R = f_p R_{\text{pl}} \left(\frac{M_*}{M_{\text{pl}}} \right)^{1/3}. \quad (1.27)$$

На протяжении всей фазы заполнения полости Роша орбитальная динамика определяется условием:

$$R_{\text{pl}} = R_R. \quad (1.28)$$

Дифференцирование уравнения (1.28) с учетом определения радиуса полости Роша R_R приводит к следующему выражению:

$$\xi \frac{\dot{M}_{\text{pl,RLO}}}{M_{\text{pl}}} + \kappa \frac{\dot{F}}{F} = \frac{\dot{a}}{a} + \frac{1}{3} \frac{\dot{M}_{\text{pl,RLO}}}{M_{\text{pl}}}, \quad (1.29)$$

где $\xi = \frac{\partial \ln R_{\text{pl}}}{\partial \ln M_{\text{pl}}}$ и $\kappa = \frac{\partial \ln R_{\text{pl}}}{\partial \ln F}$. После подстановки производной большой полуоси орбиты, указанной в 1, и производной падающего потока, мы получаем следующее выражение:

$$\frac{\dot{M}_{\text{pl,RLO}}}{M_{\text{pl}}} = \frac{\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)_{\text{tm}} (2\kappa + 1) - \kappa \left(\frac{\dot{L}}{L} \right)}{\xi - \frac{1}{3} + 2\chi (2\kappa + 1)}, \quad (1.30)$$

L — светимость звезды. Обратите внимание, что уравнение (1.30) дает темпы потери массы, необходимые для того, чтобы планета оставалась на пределе Роша, поддерживая устойчивое перетекание вещества. Однако, когда знаменатель в уравнении (1.30) становится отрицательным, устойчивость нарушается, и перенос вещества в конечном итоге заканчивается приливным разрушением. В частности, это будет происходить, когда параметр χ близок к нулю. Для массивных планет зависимость «масса-радиус» слабая, и в нулевом приближении

можно принять $\xi = 0$. Кроме того, если мы пренебрежем тепловым расширением планеты, положив $\kappa = 0$, получается следующее условие для устойчивого переноса массы $\chi > 0.17$. Из-за небольшого отрицательного наклона зависимости «масса-радиус» для юпитеров с $M_{\text{pl}} > 0.5 M_{\text{J}}$ (см. раздел 1.2), граница устойчивости смещается до $\chi \sim 0.2$. Соответственно, принятие $\chi = 0.5$ гарантирует стабильную аккрецию для всех рассматриваемых случаев (тем не менее, следуя [144], мы по-прежнему предполагаем приливное разрушение, если средняя планетная плотность выше средней плотности звезды).

Темпы потери массы, вычисляемые из уравнения (1.30), включают фотоиспарение. Наш $\dot{M}_{\text{pl,RLO}}$ эквивалентен $\dot{M}_{\text{pl,RLO}} + \dot{M}_{\text{pl,PE}}$ в обозначениях [60], где вклады теплового истечения и переноса вещества при заполнении полости Роша были разделены в предположении, что испаряемое вещество не возвращает свой угловой момент планете. Мы не различаем процессы потери массы с точки зрения их последующего влияния на орбитальную миграцию, что отражается в использовании единого значения χ на протяжении всего моделирования. При заполнении полости Роша величина $\dot{M}_{\text{pl,PE}}$, рассчитанная согласно описанию в подразделе 1.5.1, дает вклад фотоиспарения в общую скорость потери массы $\dot{M}_{\text{pl,RLO}}$. Когда темпы фотоиспарения превышают темпы потери массы, необходимые для заполнения (т. е. когда $|\dot{M}_{\text{pl,PE}}| > |\dot{M}_{\text{pl,RLO}}|$), планета выходит за пределы a_{R} , и фаза стабильной аккреции завершается.

Мы не моделируем стабильную аккрецию, когда гравитационные волны диссипируют к тому времени, когда планета достигает предела Роша. Во-первых, остается неясным, что произойдет после того, как масса планеты упадет ниже критического значения, необходимого для продолжения опрокидывания волн. Как было показано на рисунке 1.3, критическая масса $M_{\text{crit}}(M_*, a, t)$ резко убывает с возрастом звезды. Учитывая, что диссипация g-мод вносит основной вклад в миграцию планет (и, следовательно, в числитель правой части уравнения (1.30)), масса планеты может подстраиваться под изменение $M_{\text{crit}}(M_*, a, t)$, оставаясь на грани затухания гравитационных волн. Если же гравитационные волны продолжают диссипировать при $M_{\text{pl}} < M_{\text{crit}}(M_*, a, t)$, темпы потери массы будут порядка миллиона лет, что приведет к быстрому исчезновению газовой оболочки. Для каждого из этих двух возможных вариантов характерно чрезвычайно стремительное уменьшение массы планеты, превращающее газовый гигант в голое ядро вскоре после заполнения полости Роша. Во-вторых, вычис-

ляя радиус планеты с учетом внешнего нагрева, мы предполагаем мгновенный отклик на изменение массы и величины падающего потока. В действительности, ожидается, что шкала времени расширения будет короткой [179], но примерно такой же будет и шкала времени миграции, вызванной диссипацией гравитационных волн [87]. Вполне вероятно, что радиусы некоторых из наиболее массивных рассматриваемых планет не успеют подстроиться под увеличение нагрева со стороны звезды, что приведет к приливному разрушению или прямому выпадению на звезду.

Стабильный перенос вещества не начинается, когда предел Роша находится ниже поверхности звезды. Соответствующий случай называется прямым выпадением. Кроме того, следуя [144], мы предполагаем, что если планетная плотность выше, чем средняя плотность звезды, заполнение полости Роша происходит слишком близко к звездной поверхности, чтобы позволить сформироваться аккреционному диску, поэтому угловой момент истекающего вещества не возвращается на орбиту, что приводит к неустойчивой потере массы. Этот сценарий называется приливным разрушением.

Глава 2. Орбитальные треки горячих юпитеров¹

При моделировании эволюции системы «звезда-планета» мы решаем дифференциальные уравнения, определяющие изменение большой полуоси (уравнение (1.1)), скорости вращения звезды (уравнение (1.2)), и массы планеты (уравнения (1.24), (1.26) и (1.30)). Временная сетка состоит из 2×10^6 точек, равномерно расположенных между τ_{disc} и началом главной последовательности (НГП), и 2×10^6 точек, равномерно расположенных между НГП и началом горения гелия в ядре. Соответствующие временные шаги (~ 10 лет и $\sim 10^4$ лет до и после НГП, соответственно) достаточно малы, чтобы избежать проблем сходимости при быстрой миграции или потере массы.

2.1 Примеры орбитальных треков

Прежде чем перейти к основным особенностям, характеризующим динамику горячих Юпитеров в рамках нашей модели, остановимся на отдельных примерах орбитальной эволюции. На рисунке 2.1 показан случай, когда горячий юпитер достигает предела Роша на стадии ГП. Соответствующая система состоит из звезды солнечной массы с умеренным начальным вращением ($P_{\text{rot},0} = 4.5$ сут) и горячего юпитера с $M_{\text{pl},0} = 2 M_{\text{J}}$ и $P_{\text{orb},0} = 2$ сут. Верхняя панель демонстрирует массу планеты, средняя – орбитальный период, а нижняя – шкалу времени изменения массы и орбитальной полуоси под действием различных механизмов. В средней панели синяя сплошная линия иллюстрирует орбитальный период планеты. Черной сплошной и штриховой линиями показаны период синхронизации ($P_{\text{orb}} = P_{\text{rot}}$) и граница диапазона возбуждения инерциальных волн ($P_{\text{orb}} = \frac{1}{2}P_{\text{rot}}$) в случае изолированной звезды. Синей пунктирной и штриховой линиями показаны период синхронизации и граница возбуждения инерциальных волн в данной системе. Оранжевая штрих-пунктирная линия соответствует орбитальному периоду, при котором происходит столкновение планеты со звездой $P_{\text{col}} \equiv 2\pi\sqrt{\frac{(R_*+R_{\text{pl}})^3}{GM_*}}$. Красная сплошная линия показывает период Роша

¹Данная глава основана на работах (a1) и (a2) из списка публикаций по теме диссертации

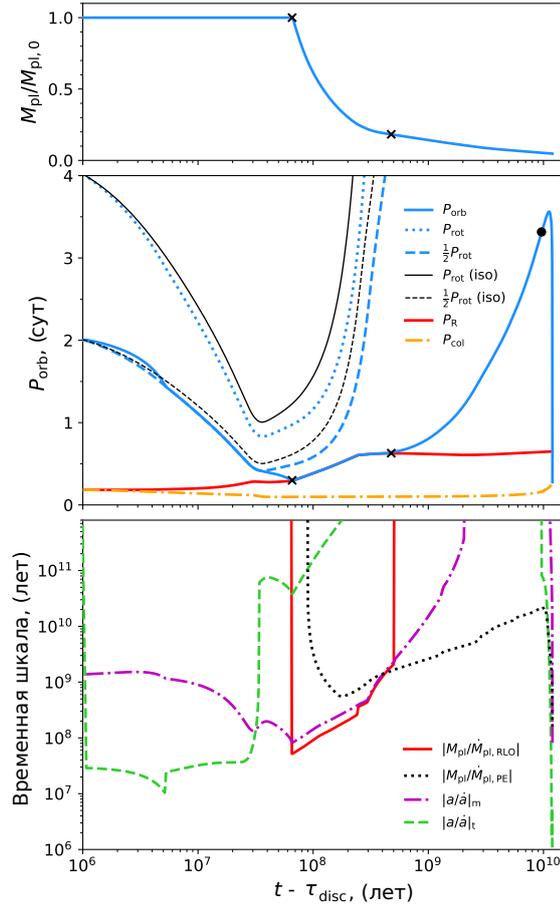


Рисунок 2.1 — Эволюция горячего юпитера с $M_{pl,0} = 2 M_J$ вокруг звезды солнечной массы с $P_{rot,0} = 4.5$ сут. Верхняя панель: масса планеты. Средняя панель: орбитальный период планеты. Нижняя панель: эволюция шкал времени. Подробности указаны в тексте.

$P_R = 2\pi \sqrt{\frac{a_R^3}{GM_*}}$, при достижении которого планета заполняет полость Роша. Черными крестами отмечены начало и конец фазы заполнения полости Роша. Черным кругом отмечено начало диссипации гравитационных волн. В нижней панели красная сплошная и черная штриховая линии обозначают шкалу времени потери массы в результате стабильной аккреции и фотоиспарения. Обращаем внимание, что кривая, отображающая общие темпы потери массы, соответствует нижней из двух последних кривых в каждый момент времени. Зеленая пунктирная и фиолетовая штрих-пунктирная линии соответствуют шкале времени миграции, вызванной приливным и магнитным взаимодействиями.

До НГП планета активно мигрирует, сначала под действием диссипации инерциальных волн, а потом в результате магнитного взаимодействия. В тот момент, когда орбитальный период планеты становится равным $P_{orb} = \frac{1}{2}P_{rot}$, планета оказывается на границе области возбуждения инерциальных волн (изобра-

женной синей штриховой линией), разделяющей зону быстрой миграции (под действием инерциальных волн) и зону медленной миграции (под действием квазистационарных приливов). В последующее время до НГП горячий юпитер мигрирует вблизи орбитального периода $P_{\text{orb}} = \frac{1}{2}P_{\text{rot}}$. Ниже этой границы инерциальные волны не возбуждаются, что не позволяет планете уйти ниже соответствующего орбитального радиуса, поскольку раскрутка звезды протекает интенсивнее миграции юпитера. При нахождении планеты за этим радиусом инерциальные волны быстро доставляют ее к границе собственного возбуждения, что вызывает такое поведение планеты на ранней стадии своей эволюции. Незадолго до НГП, когда звездное сжатие прекращается, и раскрутка звезды сменяется торможением, планета входит в область, где магнитное взаимодействие дает основной вклад в миграцию, позволяя достичь предела Роша в течение нескольких десятков миллионов лет. Перед началом фазы заполнения полости Роша, ограниченной черными крестами, планета не теряет массу, поскольку ее гравитационный потенциал предотвращает тепловые потери вещества. В первые 200 млн лет после начала перетекания вещества горячий юпитер удаляется от родительской звезды, поскольку при потере вещества его радиус меняется незначительно, см. рисунок 1.2, а $a_R \sim \frac{R_{\text{pl}}}{M_{\text{pl}}^{1/3}}$. Миграция наружу прекращается, когда радиус планеты начинает уменьшаться при $M_{\text{pl}} \sim 0.5 M_J$, при этом стабильная аккреция продолжается почти 1 млрд лет; за это время планета теряет большую часть своей газовой оболочки и достигает нижней границы диапазона масс юпитеров. К моменту окончания стабильной аккреции скорость перетекания вещества, оцененная согласно уравнению (1.30), значительно снижается в результате уменьшения массы и радиуса планеты, а также напряженности планетного магнитного поля. Несмотря на то, что по мере уменьшения светимости звезды в коротковолновом диапазоне скорость фотоиспарения также имеет тенденцию к замедлению, тепловое истечение, начинает преобладать над потерями, связанным с заполнением полости Роша. Это показано на нижней панели, где сопоставляются временные шкалы, связанные с динамикой соответствующей системы. Планета перестает заполнять полость Роша, мигрирует наружу и в конечном итоге становится горячим нептуном, который остается устойчивым до конца ГП. Быстрое расширение проэволюционировавшей звезды и сопутствующее повышение эффективности диссипации равновесных приливов приводят к поглощению планеты при $P_{\text{orb}} = P_{\text{col}}$ (орбитальный период, при котором про-

исходит столкновение, P_{col} показан оранжевой штрихпунктирной линией). Как видно из рисунка 2.1 и приведенного выше описания, каждое из рассмотренных взаимодействий в определенный момент начинает играть ключевую роль, и отсутствие того или иного механизма в существенной степени изменило бы характер планетной эволюции.

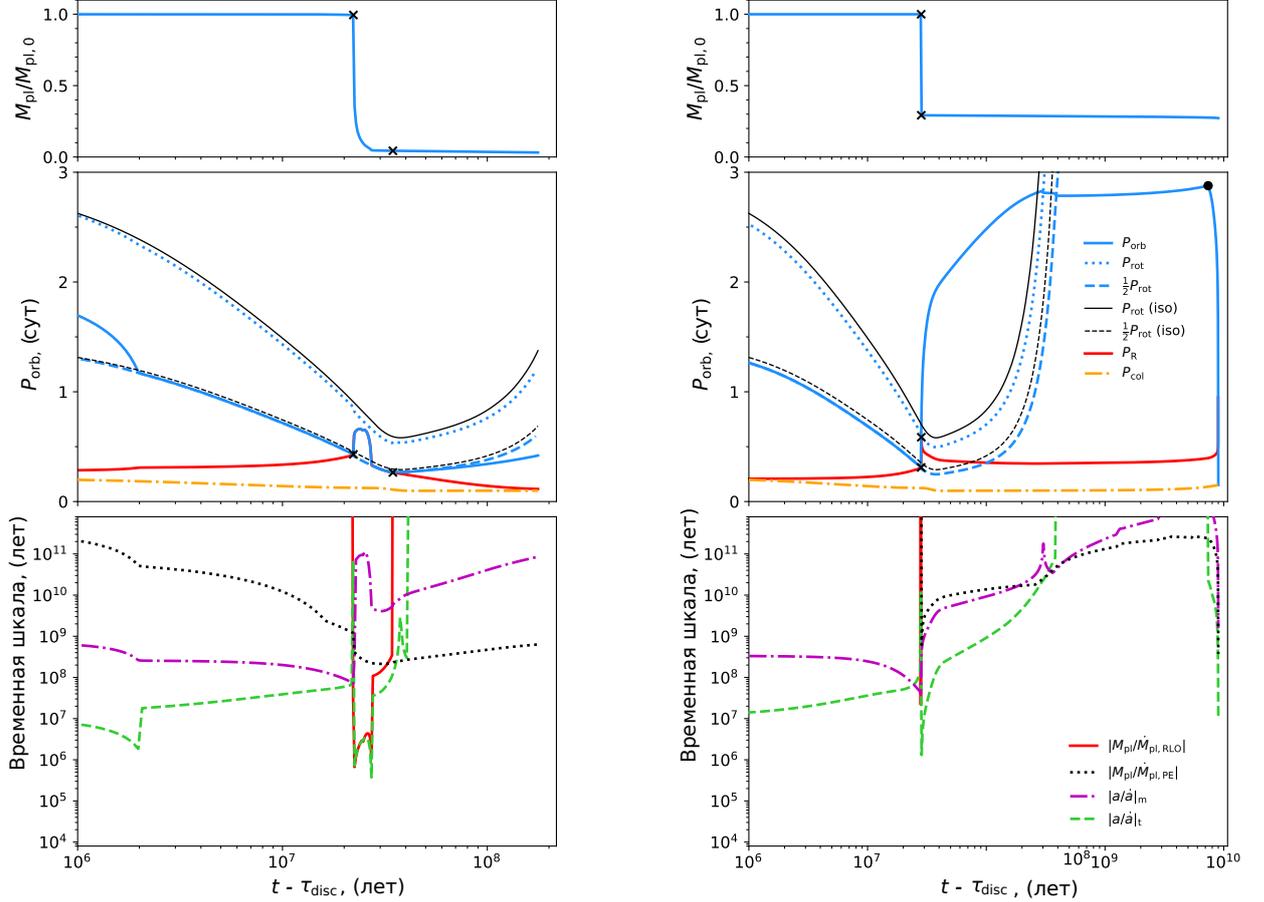


Рисунок 2.2 — То же, что и рисунок 2.1, но для системы с $M_{\text{pl},0} = 1 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 3$ сут (левая панель) и $M_{\text{pl},0} = 2 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 3$ сут (правая панель).

Заполнение полости Роша до НГП может привести к качественно другим орбитальным трекам. Планеты в системах с быстрыми ротаторами подвержены интенсивному приливному взаимодействию, вызванному инерциальными волнами на ранних этапах звездной эволюции. С орбитальным периодом, превышающим $P_{\text{orb}} = \frac{1}{2}P_{\text{rot}}$, время миграции может быть короче 1 млн лет. Таким образом, перенос вещества в таких экстремальных условиях может оказаться нестабильным и привести к приливному разрушению. Если аккреция остается стабильной, исход орбитальной эволюции в первую очередь зависит от того, может ли предел Роша достичь радиуса коротации (соответствующий ему период синхронизации P_{rot} показан синей пунктирной линией) сжимающейся звезды.

Если предел Роша не достигает радиуса коротации, планета возвращается к границе области возбуждения инерциальных волн и продолжает терять массу, заполняя полость Роша, пока фотоиспарение не начнет доминировать. Этот сценарий продемонстрирован на примере горячего юпитера с $M_{pl,0} = 1 M_J$ на левой панели рисунка 2.2. В конце концов, соответствующая планета теряет всю свою газовую оболочку в течение 200 млн лет. В противоположном сценарии, показанном на правой панели, горячий юпитер с $M_{pl,0} = 2 M_J$ пересекает радиус коротации и входит в область, где приливные и магнитные взаимодействия ведут к расширению орбиты, и фаза стабильной аккреции прерывается. Перенос вещества через полость Роша продолжается 7.5×10^4 лет, что намного меньше, чем в случае, изображенном слева. Поскольку временная шкала приливной миграции падает ниже 10^5 лет, за этот короткий промежуток времени планета теряет больше половины своей массы. Миграция наружу останавливается на орбитальном периоде $P_{orb} = 2.8$ сут в тот момент, когда планета вновь пересекает радиус коротации. Ближе к концу ГП начинается опрокидывание гравитационных волн, что способствует быстрой миграции и выпадению за 1 млрд лет.

2.2 Влияние начального орбитального расстояния и массы планеты

Рассмотрим влияние различных параметров на эволюцию системы «звезда-планета». На рисунке 2.3 показано, как начальное положение и масса планеты определяют ее конечную судьбу. Горячие юпитеры, расположенные достаточно далеко от умеренно вращающейся родительской звезды, не претерпевают значительной миграции до начала затухания гравитационных волн, отмеченного черными кругами. Для более массивных планет опрокидывание гравитационных волн начинается раньше и протекает с более интенсивным энерговыделением, что увеличивает вероятность выпадения до конца ГП. Менее массивные планеты, показанные на левой панели, подвержены фотоиспарению, что приводит к умеренному расширению орбиты. Только в наиболее компактной системе с $P_{rot,0} = 1$ сут происходит заполнение полости Роша, продолжающееся 10 млн лет. Напротив, более массивные планеты чаще заполняют полость Ро-

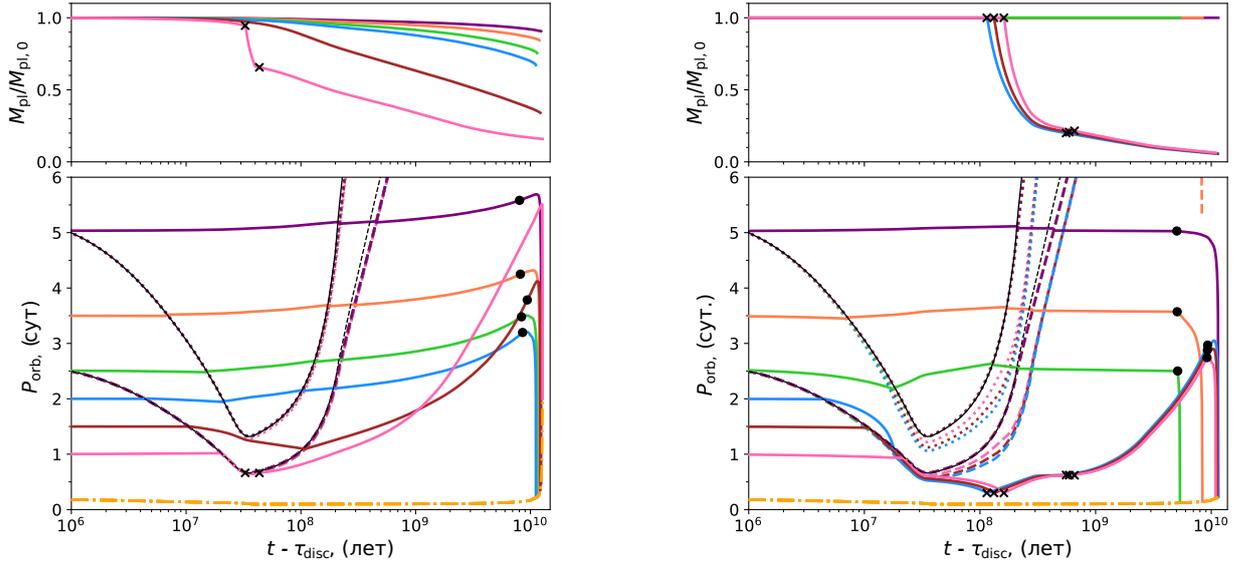


Рисунок 2.3 — То же, что и рисунок 2.1, но для системы с $M_{pl,0} = 0.3 M_J$, $P_{rot,0} = 5.5$ сут (левая панель) and $M_{pl,0} = 2 M_J$, $P_{rot,0} = 5.5$ сут (правая панель). Сплошные кривые снизу вверх: $P_{orb,0} = 1, 1.5, 2, 2.5, 3.5$ и 5 сут.

ша. Однако, учитывая, что с увеличением M_{pl} предел Роша находится ближе к родительской звезде, массивным планетам требуется больше времени, чтобы инициировать стабильную аккрецию. По правой панели рисунка 2.3 можно также заметить, что фаза заполнения полости Роша начинается раньше для тех планет, что изначально располагались дальше от родительской звезды. Эта особенность связана с обменом угловым моментом, который приводит к раскрутке звезды и понижению границы возбуждения инерциальных волн $P_{orb} = \frac{1}{2} P_{rot}$, что позволяет системе с большей начальной орбитальной полуосью стать более компактной к НГП.

Окончание фазы переноса вещества также зависит от начальной массы планеты. Как отмечалось в подразделе 1.5.2, фаза заполнения полости Роша завершается, когда скорость фотоиспарения превышает темпы потери массы, необходимые для того, чтобы планета оставалась на пределе Роша. Скорость потери массы определяется планетным магнитным полем, поскольку в отсутствие диссипации динамических приливов магнитные силы преобладают над приливными силами, регулируя процесс перетекания вещества. На рисунке 1.2 мы продемонстрировали, что напряженность магнитного поля убывает с увеличением возраста и уменьшением массы. Таким образом, позднее заполнение полости Роша приводит к тому, что планета удерживает большую часть своей газовой оболочки к тому времени, когда начинает преобладать тепловое исте-

чение. Наоборот, для менее массивных планет характерно более активное фотоиспарение, а раннее завершение фазы заполнения полости Роша дает больше времени на орбитальное расширение, что объясняет, почему изначально самая компактная система на левой панели рисунка 2.3 в конечном счете оказывается более протяженной, чем системы, изображенные на правой панели.

2.3 Влияние начальной скорости вращения звезды

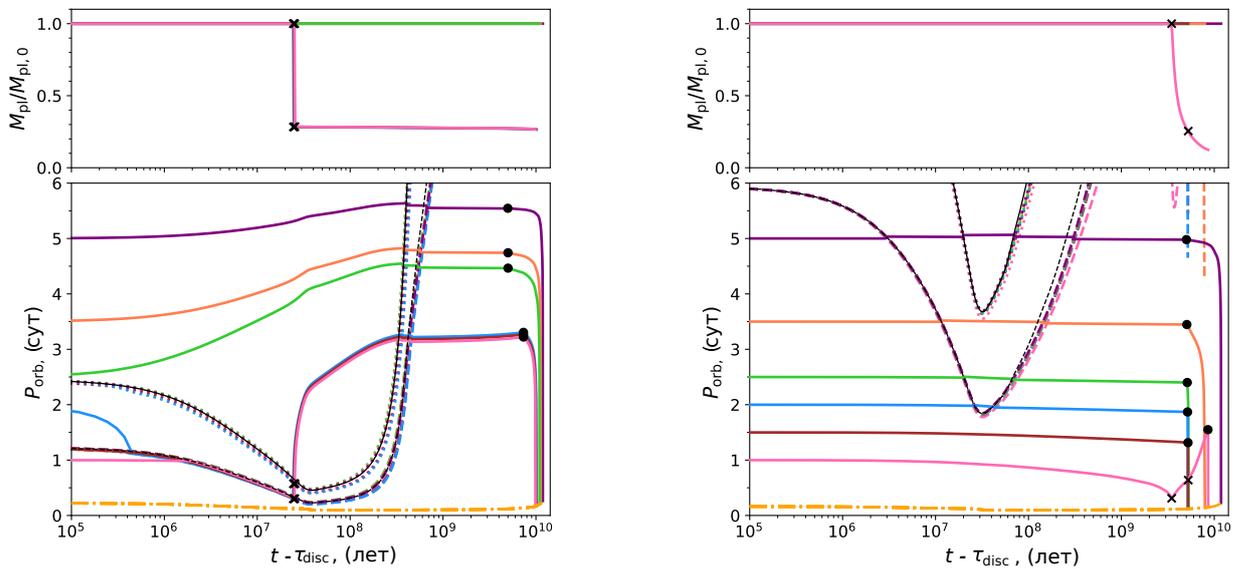


Рисунок 2.4 — То же, что и рисунок 2.3, но для системы с $M_{\text{pl},0} = 2 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 2.5$ сут (левая панель) and $M_{\text{pl},0} = 2 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 12$ сут (правая панель).

Вращение звезды является еще одним важным фактором, определяющим эволюцию системы «звезда-планета». На рисунке 2.4 показана миграция вокруг звезды солнечной массы с начальным периодом вращения 2.5 и 12 сут. Планеты в системах с быстрыми ротаторами, показанные на левой панели, подвержены быстрой миграции под действием диссипации инерциальных волн. Те из них, что находятся за пределами радиуса коротации, удаляются от своих звезд достаточно далеко, чтобы избежать выпадения до конца ГП. Горячие юпитеры внутри радиуса коротации достигают предела $P_{\text{orb}} = \frac{1}{2}P_{\text{rot}}$ и остаются на краю области возбуждения инерциальных волн до начала фазы аккреции. Мощная приливная диссипация обеспечивает быструю потерю массы, что может привести к нарушению теплового равновесия и разрушению планеты. Если аккреция

остаётся стабильной несмотря на её чрезвычайно высокую интенсивность, то планеты впоследствии пересекают радиус коротации и мигрируют наружу. В отличие от горячих юпитеров, изначально находящихся за радиусом коротации, эти планеты выпадают на свои звезды под действием диссипации гравитационных волн до окончания ГП. Как продемонстрировано на правой панели, в системах с медленно вращающейся звездой, напротив, горячие юпитеры практически не мигрируют до момента начала диссипации гравитационных волн. Изменение орбитальной полуоси в таких условиях связано исключительно с гравитационными волнами. Можно сказать, что в системах с быстрым ротатором доминируют инерциальные волны, а в системах с медленным ротатором – гравитационные.

На рисунке 2.5 показаны диаграммы событий для восьми начальных значений скорости вращения звезды. Диаграммы событий отображают судьбу планеты на момент конца ГП в зависимости от ее начального положения и массы. Красными крестами отмечены случаи, когда планета не выпадает и не заполняет полость Роша к моменту конца ГП. Видно, что количество таких исходов увеличивается с начальной скоростью вращения звезды. Некоторые из самых массивных горячих юпитеров, обозначенные оранжевыми кругами, сливаются со своими звездами до того, как начинается опрокидывание гравитационных волн. Это сценарий прямого выпадения, при котором контакт планеты со звездой происходит до заполнения планетой полости Роша. Юпитеры с меньшей массой, выделенные фиолетовым цветом, заполняют свои полости Роша слишком близко к звезде, чтобы позволить образоваться аккреционному диску. В конечном итоге эти планеты разрушаются приливами. В системах с медленными ротаторами преобладают выпадения, сопровождающиеся диссипацией гравитационных волн, показанные зеленым цветом. Случаи с заполнением полости Роша до начала опрокидывания гравитационных волн отмечены квадратами и треугольниками в зависимости от того, начинается ли заполнение до или после НГП. Как показано на рисунке 2.5, ранние фазы заполнения наиболее характерны для систем с быстрыми ротаторами, что связано с влиянием инерциальных волн. Напомним, что эффективность их диссипации пропорциональна квадрату угловой скорости. Кроме того, учитывая, что с увеличением спина предел $P_{\text{orb}} = \frac{1}{2}P_{\text{rot}}$ оказывается ближе к звезде, планета подвергается быстрой мигра-

ции на более коротких орбитальных расстояниях, что приводит к более раннему началу фазы аккреции.

После окончания заполнения полости Роша газовая составляющая планетного остатка может полностью испариться. Этот сценарий отмечен синим цветом. В противном случае планета либо сохраняет стабильность до конца ГП, либо выпадает вследствие диссипации гравитационных волн. Соответствующий исход показан черным и зеленым цветами, соответственно. Если до НГП аккреция нестабильна, то можно ожидать уменьшение числа горячих юпитеров у быстрых ротаторов, что подтверждается наблюдениями [231], хотя данный эффект может быть объяснен недостатком данных [232].

2.4 Влияние параметра переноса углового момента

Как обсуждалось в подразделе 1.5.1, миграция наружу, вызванная потерей массы, зависит от того, какая доля орбитального углового момента теряемого вещества возвращается на орбиту. Эта величина обозначается параметром χ . Для консервативного переноса вещества χ равен единице. Обратите внимание, что, чем больше этот параметр, тем сильнее расширяется орбита для компенсации потери массы. Кроме того, от значения χ зависит стабильность аккреции. Если вещество возвращает малую долю своего углового момента, с уменьшением массы планета может переполнить свою полость Роша, что в конечном счете приведет к потере устойчивости и быстрому разрушению планеты. Для сохранения устойчивости необходимо, чтобы знаменатель в уравнении (1.30) был положительным. Малое значение χ приводит к слабому отклику орбиты на перенос вещества. Ниже мы тестируем нашу миграционную модель, используя значения $\chi = 0.3, 0.5, 0.7$ и 1 , которые удовлетворяют критерию стабильности.

На левой панели рисунка 2.6 показано влияние изменения χ на эволюцию наименее массивных горячих юпитеров. Эти планеты теряют часть оболочки за счет фотоиспарения, а малое значение χ препятствует увеличению расстояния между звездой и планетой, позволяя горячему юпитеру получать более мощное излучение и интенсивнее испаряться. Таким образом, выбор χ влияет как на текущее положение планеты, так и на ее массу.

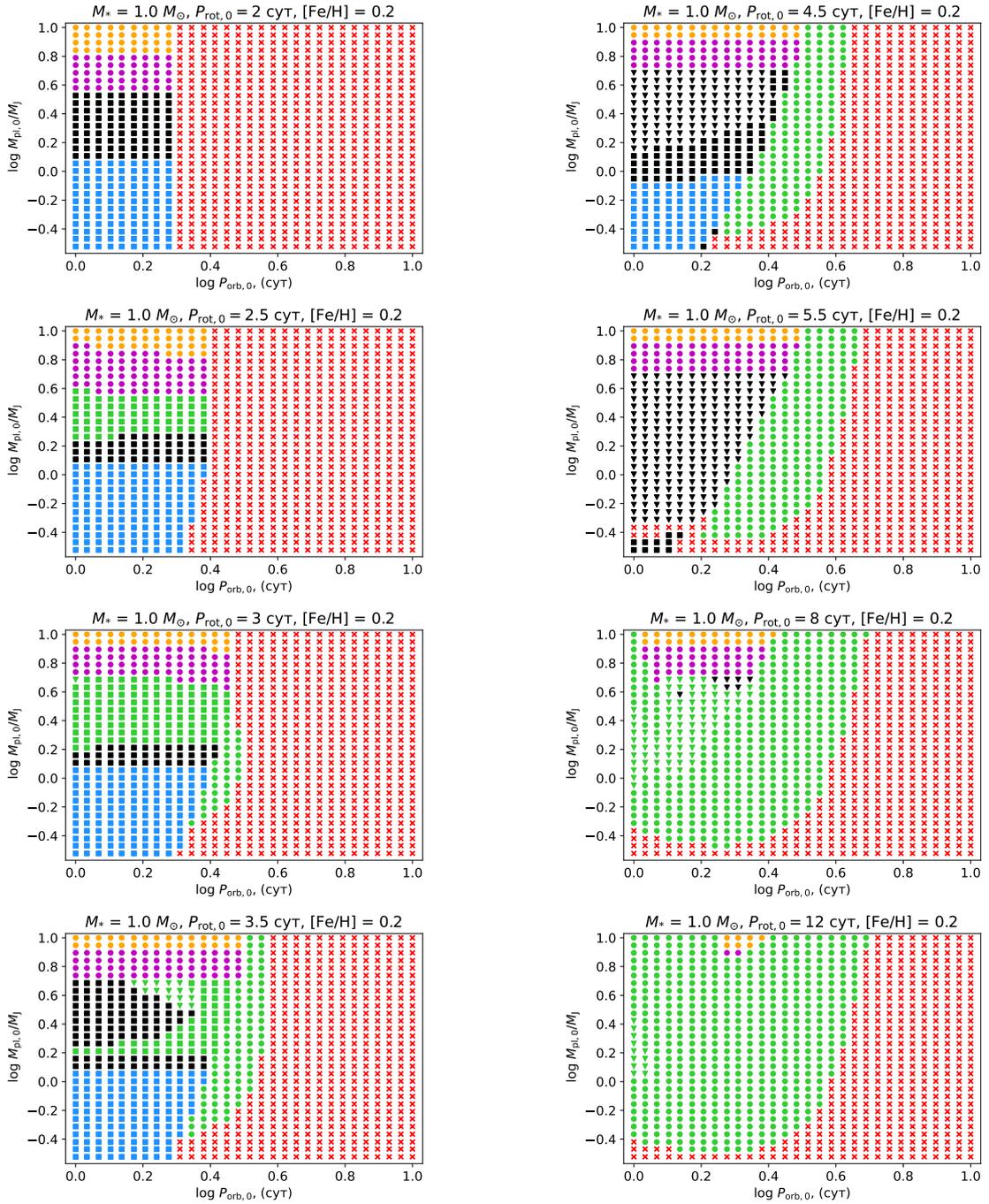


Рисунок 2.5 — Диаграммы событий для звезд с разными начальными периодами вращения. Красные кресты: стабильные на момент конца ГП планеты. Зеленый цвет: выпадения вследствие диссипации гравитационных волн. Оранжевый и фиолетовый цвета: выпадения до начала диссипации гравитационных волн (прямые выпадения и приливные разрушения, соответственно). Синий цвет: полное испарение газовой оболочки. Черный цвет: планеты, претерпевающие заполнение полость Роша, но остающиеся стабильными и сохраняющие газовую оболочку к концу ГП. Квадраты и треугольники: планеты, заполняющие полость Роша до и после НГП, соответственно.

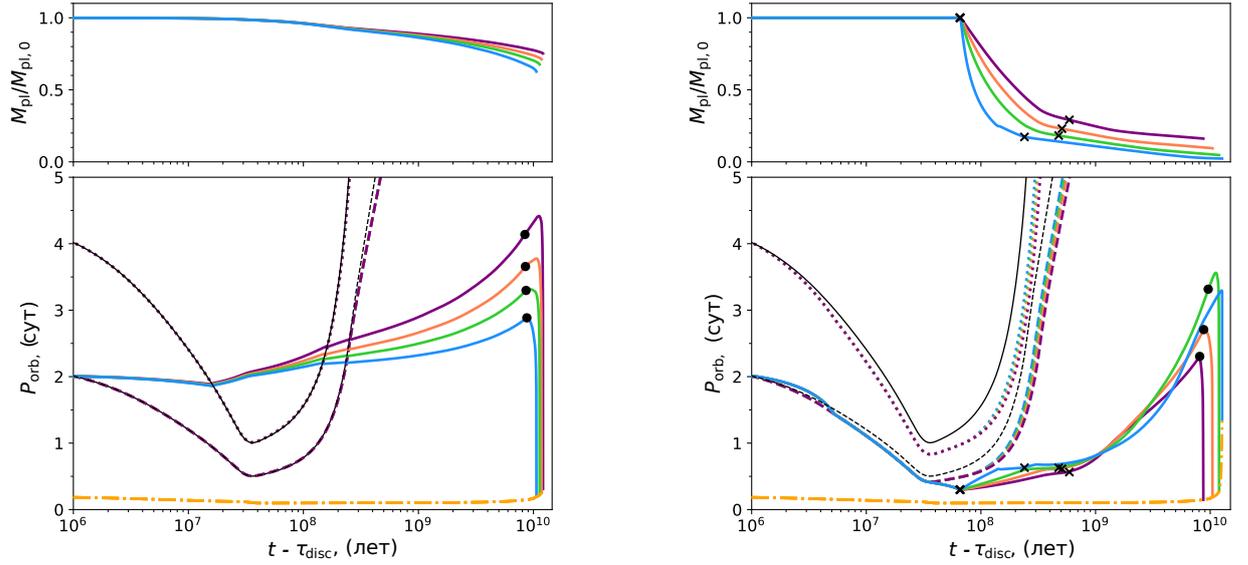


Рисунок 2.6 — То же, что и рисунок 2.1, но для системы с $M_{pl,0} = 0.3 M_J$, $P_{rot,0} = 4.5$ сут (левая панель) and $M_{pl,0} = 2 M_J$, $P_{rot,0} = 4.5$ сут (правая панель). Синим, зеленым, оранжевым и фиолетовым цветом отмечены эволюционные треки, соответствующие $\chi = 0.3, 0.5, 0.7$ и 1 .

Эта тенденция сохраняется при рассмотрении горячих юпитеров, заполняющих полость Роша, как показано на правой панели. Аналогично предыдущему случаю, уменьшение χ приводит к ускорению темпов потери массы. Планета с $\chi = 0.3$, показанная синим цветом, теряет большую часть своей газовой оболочки, что предопределяет отсутствие диссипации гравитационных волн. Напротив, диссипация гравитационных волн имеет место в системах с $\chi = 0.5, 0.7$ и 1.0 , показанных зеленым, оранжевым и фиолетовым цветом соответственно. Первые две планеты остаются стабильными до конца ГП, а последняя выпадает за 8 млрд лет. Таким образом, можно ожидать, что параметр χ влияет на архитектуру планет, подверженных значительной потере вещества.

2.5 Влияние напряженности магнитного поля планеты

Напряженность магнитного поля планеты B_{pl} также является важной характеристикой в контексте эволюции системы «звезда-планета». На рисунке 2.7 мы сравниваем орбитальные треки горячих юпитеров с различной параметризацией магнитного поля. Фиолетовая линия соответствует оценкам, получен-

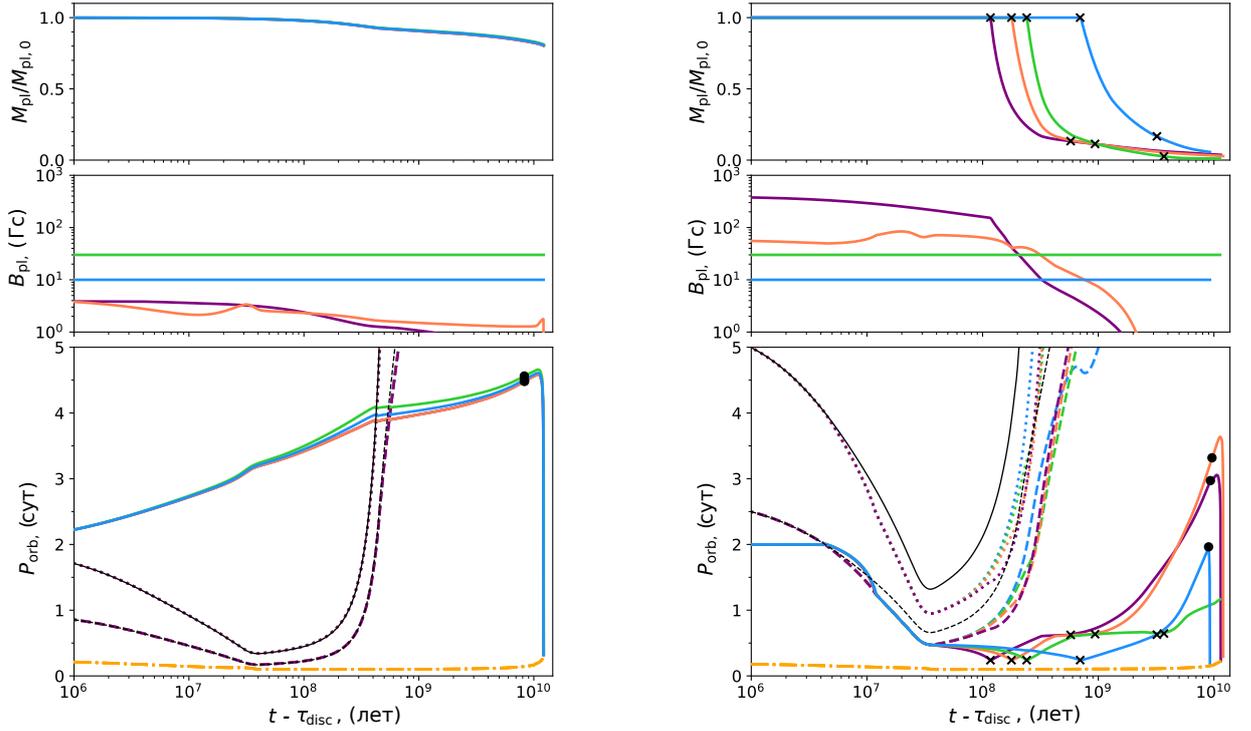


Рисунок 2.7 — То же, что и рисунок 2.1, но для системы с $M_{\text{pl},0} = 0.3 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 2$ сут (левая панель) and $M_{\text{pl},0} = 3 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 5.5$ сут (правая панель).

Средняя панель: напряженность экваториального магнитного поля на поверхности планеты V_{pl} . Синим и зеленым цвет соответствуют модели с $V_{\text{pl}} = 10$ and 30 Гс. Оранжевый и фиолетовый цвета отображают модель магнитного поля из работ [181] и [180], соответственно.

ным на основе метода Хори [180] в настоящей работе, синяя и зеленая линии представляют модель с постоянной V_{pl} (с $V_{\text{pl}} = 10$ и 30 Гс соответственно), а оранжевая линия иллюстрирует модель, основанную на подходе [181], согласно которому поступающая в недра планеты энергия излучения звезды приводит к генерации магнитного поля. На левой панели продемонстрирована эволюция планеты с $M_{\text{pl},0} = 0.3 M_{\text{J}}$ вокруг быстрого вращателя. До НГП инерциальные волны доминируют над магнитным взаимодействием, так как высокий звездный спин способствует интенсивной диссипации. По мере торможения звезды замагниченным звездным ветром приливные силы ослабевают, и магнитное поле играет более существенную роль, в результате чего расхождение орбитальных треков увеличивается. После пересечения радиуса коротации направление миграции меняется, и треки, соответствующие разным V_{pl} начинают сходиться. До конца ГП планеты мигрируют наружу, поскольку вклад миграции вследствие потери массы преобладает над магнитными и приливными силами.

Для более массивных планет, находящихся внутри предела $P_{\text{orb}} = \frac{1}{2}P_{\text{rot}}$, магнитное взаимодействие является единственным механизмом, обеспечивающим активную миграцию, и время, за которое горячий юпитер достигает предела Роша, зависит прежде всего от напряженности магнитного поля. На правой панели рисунка 2.7 показана эволюция систем, состоящих из горячего юпитера с $M_{\text{pl},0} = 3.0 M_{\text{J}}$, и умеренного ротатора с $P_{\text{rot},0} = 5.5$ сут. Обращаем внимание, что подход Хори [180], согласно которому магнитное поле генерируется внутренней энергией планеты, дает самую высокую оценку B_{pl} и приводит к наиболее быстрой миграции до тех пор, пока планета не достигнет предела Роша. Вторая по интенсивности миграции получается при использовании метода из исследования [181], в то время как модели с постоянным B_{pl} приводят к более позднему заполнению полости Роша. Темпы переноса вещества через полость Роша также определяется магнитным полем, а его прекращение определяется зависимостью B_{pl} от массы планеты и возраста. Модель с $B_{\text{pl}} = 30$ Гс поддерживает стабильную аккрецию в течение более длительного времени, лишая планету большей части своей газовой оболочки и предопределяя отсутствие диссипации гравитационных волн в звезде. Другие планеты, показанные на правой панели, остаются достаточно массивными, чтобы инициировать опрокидывание гравитационных волн перед своим выпадением.

2.6 Влияние параметризации предела Роша

Значение предела Роша, a_{R} , является еще одним источником неопределенности в контексте моделирования переноса вещества. Эта неопределенность проявляется через параметр f_{p} , присутствующий в уравнении (1.27) для a_{R} . В предыдущих параграфах мы положили f_{p} равным $3^{1/3}$. По сути, это эквивалентно аппроксимации полости Роша сферой Хилла, что оправдано для идеально сферической планеты. В действительности, перенос вещества может начаться раньше. Например, на основе трехмерного гидродинамического моделирования в работе [162] был сделан вывод, что газовые гиганты разрушаются приливными силами в тот момент, когда орбитальная полуось становится равной a_{R} , где

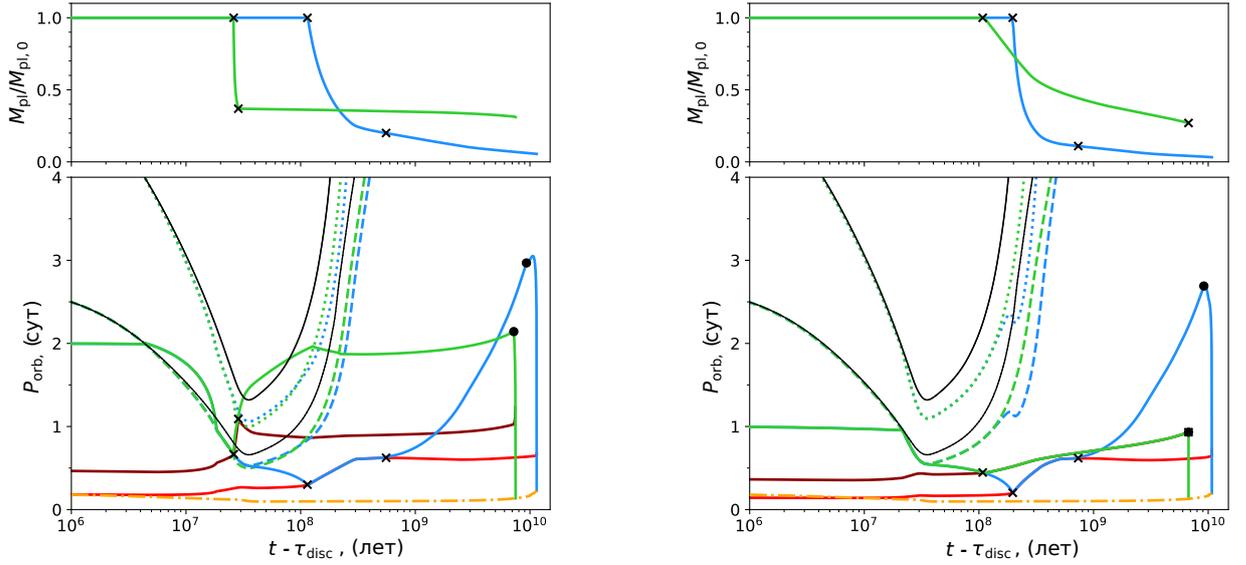


Рисунок 2.8 — То же, что и рисунок 2.1, но для системы с $M_{pl,0} = 2 M_J$, $P_{rot,0} = 5.5$ сут (левая панель) and $M_{pl,0} = 4 M_J$, $P_{rot,0} = 5.5$ сут (правая панель). Темно-синяя линия - предел Роша с $f_p = 2.7$, зеленые линии иллюстрируют эволюцию системы в случае обновленного предела Роша.

$f_p = 2.7$. В этом параграфе мы принимаем данное значение, чтобы проверить, как наша модель реагирует на соответствующее преобразование предела Роша.

При увеличении a_R планеты раньше инициируют перенос вещества. Эта особенность продемонстрирована на обеих панелях рисунка 2.8, где зеленые линии соответствуют обновленной модели, а синие линии соответствуют исходному значению. В результате внесенных изменений для большей части горячих юпитеров стабильная аккреция начинается до НГП, а те горячие юпитеры, которые и до изменений заполняли полость Роша до НГП, теперь делают это еще раньше, когда звездная плотность ниже. Данная тенденция отражается в большем количестве приливных разрушений и прямых выпадений, поскольку условие $\rho_{pl} < \rho_*$, необходимое для стабильной аккреции, становится все более трудновыполнимым.

Второе принципиальное отличие касается интенсивности переноса вещества. Если заполнение полости Роша происходит при большем расстоянии между звездой и планетой, ожидается, что темпы аккреции будут более медленными, поскольку приливные и магнитные силы, ответственные за передачу планетного орбитального углового момента, ослабевают по мере удаления от родительской звезды. В результате временная шкала потери массы может стать сопоставимой со временем жизни звезды на ГП, что показано на правой панели.

Чем дальше предел Роша, тем более массивной остается планета, когда гравитационные волны начинают диссипировать. В свою очередь, малое значение a_R усиливает темпы потери массы, что увеличивает вероятность превращения газового гиганта в горячий нептун или суперземлю.

2.7 Влияние массы звезды

Информация, приведенная в данном разделе и разделе 2.8, была получена на первом этапе исследований и изложена в работе (a1) из списка публикаций по теме диссертации. На этом этапе мы не рассматривали магнитное взаимодействие и потерю массы, ограничившись приливным взаимодействием. Таким образом, диаграммы событий, показанные ниже, качественно отличаются от диаграмм, приведенных ранее. Все соответствующие изменения будут упомянуты в тексте.

Для умеренно и медленно вращающихся звезд с лучистым ядром вклад гравитационных волн определяется массой звезды. На верхней панели рисунка 2.9 слева и справа показаны диаграммы выпадения для планет, обращающихся вокруг умеренно вращающейся звезды с $M_* = 0.8$ и $1.0 M_\odot$, соответственно. На этих диаграммах красными крестами, как и раньше, отмечены планеты, не выпадающие на свои звезды и не заполняющие свои полости Роша до окончания ГП. Зелеными кругами выделены юпитеры, выпадающие на свои звезды под действием диссипации гравитационных волн. Голубыми треугольниками выделены планеты, для которых выпадение происходит до начала диссипации гравитационных волн. Желтые ромбы соответствуют промежуточным случаям, когда планеты на момент окончания ГП успевают сократить свою орбитальную полуось на 20% относительно своего положение на НГП, но не выпадают на планету.

Для звезд с $M_* = 0.8 M_\odot$ заметно отсутствие выпадающих юпитеров с $M_{pl} < 2M_J$. Это изменение вызвано сильной зависимостью критической массы планеты, при которой возможно опрокидывание гравитационных волн, от массы звезды. Например, для звезд с $M_* \leq 0.6 M_\odot$ за 14 млрд лет эволюции опрокидывания гравитационных волн, вызванных объектом с $M_{pl} \leq 14M_J$, не

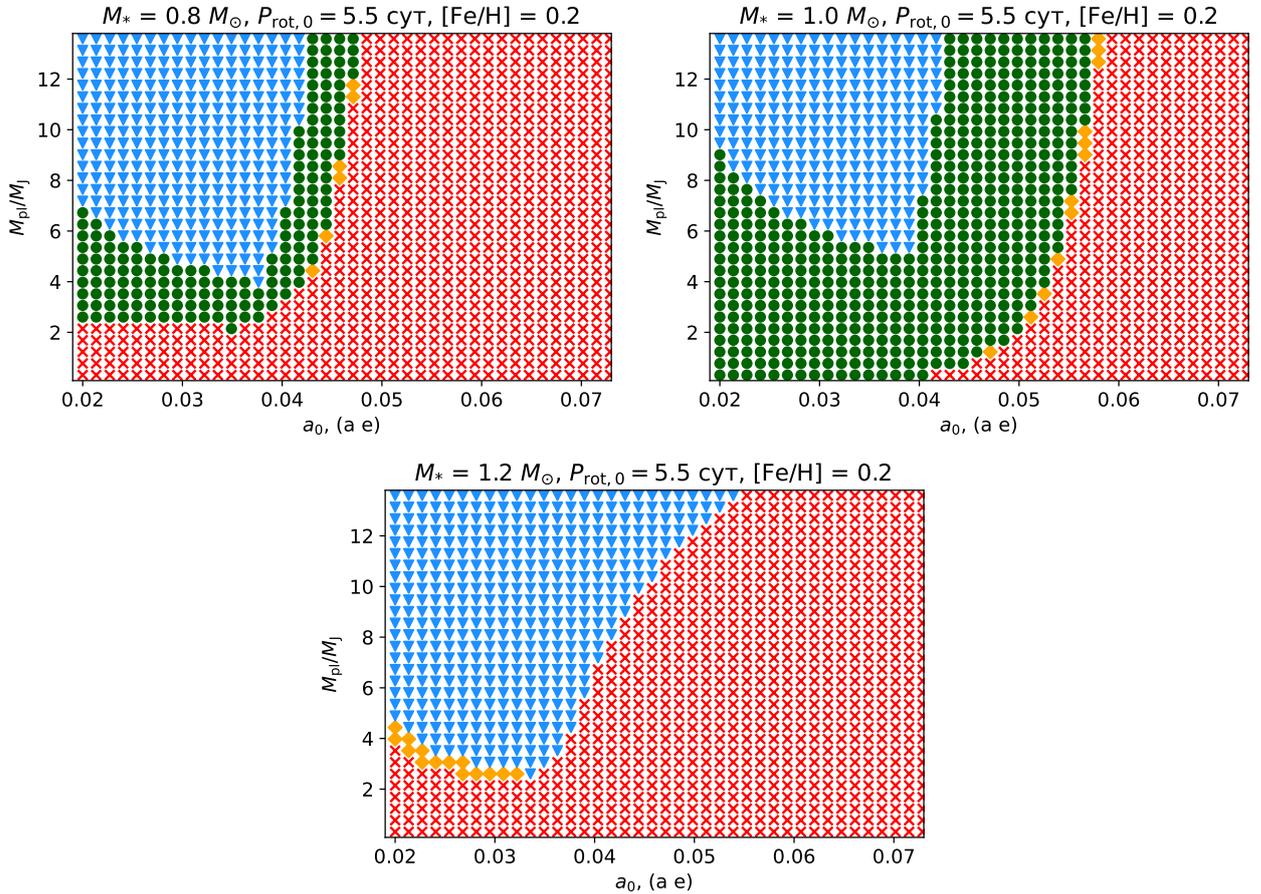


Рисунок 2.9 — Диаграммы событий для систем с $M_* = 0.8 M_\odot$ (левая верхняя панель), $1.0 M_\odot$ (правая верхняя панель) и $1.2 M_\odot$ (нижняя панель).

Начальный период вращения $P_{\text{rot},0} = 5.5$ сут. Зеленые круги: планеты, выпадающие на свои звезды после начала опрокидывания гравитационных волн. Синие треугольники: планеты, выпадающие до начала опрокидывания. Красные кресты: планеты, не выпадающие до окончания ГП. Желтые ромбы: планеты, близкие к выпадению, но остающиеся стабильными к моменту окончания ГП.

происходит. Как видно из рисунка 2.9, в случае звезд с $M_* = 0.8 M_\odot$, гравитационные волны могут опрокидываться только при $M_{\text{pl}} > 2M_J$. Тем не менее, даже для планетных масс, при которых активное затухание гравитационных волн возможно, область выпадения заметно сужена по сравнению с более массивной звездой, поскольку опрокидывание начинается заметно позже, и время на интенсивную миграцию существенно меньше. Стоит также отметить, что при равных начальных периодах вращения, менее массивные звезды могут раскручиваться до более высоких угловых скоростей. Это продемонстрировано на рисунке 2.10, на котором синей штриховой, красной штрих-пунктирной и зеленой сплошной линиями изображена эволюция периода вращения для звезд с $M_* = 0.8, 1.0$ и $1.2 M_\odot$, соответственно. Таким образом, вклад инерциальных волн в миграцию вокруг звезд меньших масс лучше выражен на фоне диссипации гравитационных волн. Это означает, что планеты, изначально расположенные за корротационным радиусом, чаще успевают мигрировать наружу на достаточное расстояние, чтобы остаться стабильными после начала опрокидывания гравитационных волн, в то время как планеты внутри радиуса корротации выпадают или заполняют свои полости Роша, когда гравитационные волны еще не затухают. С последним связано увеличение площади, занятой голубыми треугольниками на левой верхней диаграмме рисунка 2.9 относительно правой верхней диаграммы.

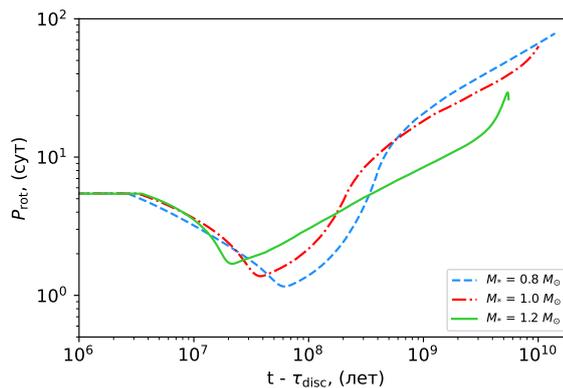


Рисунок 2.10 — Эволюция периода вращения звезд с $M_* = 0.8 M_\odot$ (синяя штриховая линия), $1.0 M_\odot$ (красная штрих-пунктирная линия) и $1.2 M_\odot$ (зеленая сплошная линия). Начальный период вращения $P_{\text{rot},0} = 5.5$ сут.

Как было отмечено в подразделе 1.3.3, мы учитываем опрокидывание гравитационных волн только в звездах с лучистым ядром. Для звезд с $M_* > 1.1 M_\odot$, имеющих конвективное ядро, опрокидывание до окончания ГП маловероятно

[87]. Тем не менее, это не означает, что гравитационные волны в таком случае не затухают. В действительности, диссипация гравитационных волн в рамках умеренно нелинейного режима все еще возможна и при наличии конвективного ядра [94–96], однако эффективность этого процесса ниже по сравнению с режимом опрокидывания, и в данной работе умеренно нелинейный режим не рассматривается. Отсутствие диссипации гравитационных волн сильно сказывается на итоговой диаграмме событий для звезды с $M_* = 1.2M_\odot$, показанной на нижней панели рисунка 2.9. Среди выпавших на данную звезду планет преобладают наиболее массивные горячие юпитеры, для которых диссипация инерциальных волн до НГП достаточно эффективна, чтобы привести к уменьшению орбитальной полуоси до таких значений, при которых выпадение под действием квазистационарных приливов все еще возможно. Отметим, что при учете магнитного взаимодействия этот эффект будет отчасти скорректирован (хотя не стоит забывать, что вклад магнитного взаимодействия уменьшается с массой звезды, см. [54]), однако общая тенденция к уменьшению вероятности выпадения при переходе к звездам, имеющим конвективное ядро, сохранится. Подводя итог, можно ожидать, что доля выпадающих или заполняющих полость Роша горячих юпитеров будет увеличиваться с ростом массы звезды до значений, соответствующих появлению конвективного ядра, после чего вероятность выпадения снизится вследствие снижения эффективности диссипации гравитационных волн.

2.8 Влияние показателя металличности звезды

Химический состав протозвездного облака оказывает существенное влияние на возникновение и эволюцию планет. Так, богатые металлами звезды обладают дисками с повышенным содержанием пыли по отношению к газу. Для таких дисков характерна ускоренная аккреция, которая необходима для эффективного образования короткопериодических планет-гигантов. Таким образом, частота горячих юпитеров коррелирует с показателем металличности звезды. Данный эффект имеет подтверждение как на теоретическом [31; 47; 233], так и на наблюдательном уровнях [193; 234–236]. Еще одним фактором, связанным

с образованием близких планет, является скорость миграции I типа, от которой зависит начальное распределение планет на диаграмме «масса планеты – орбитальный период» и которая также зависит от показателя металличности [5].

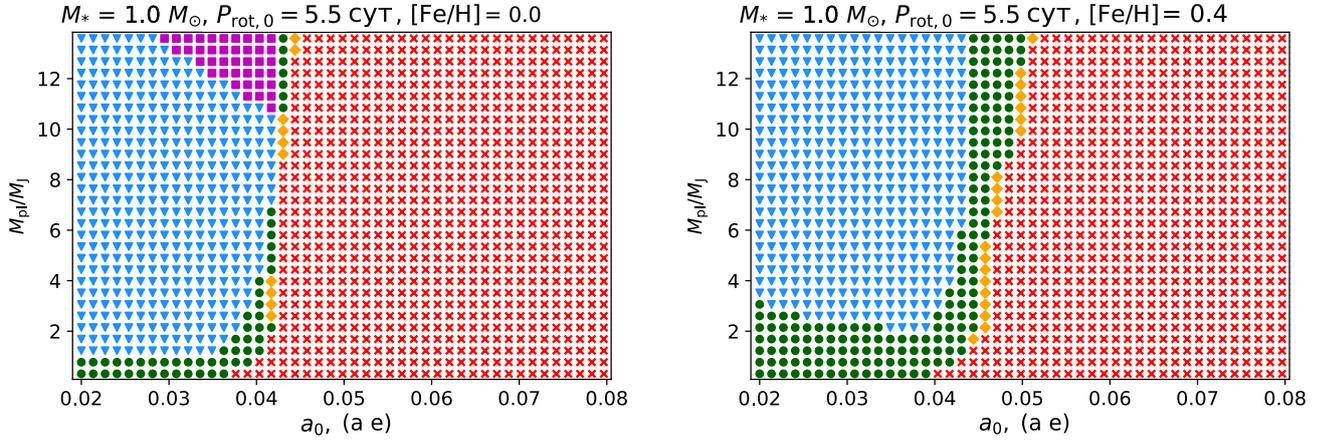


Рисунок 2.11 — Диаграммы событий для двух показателей металличности. Фиолетовые квадраты: выпадения до НГП. Остальные обозначения те же, что и на рисунке 2.9. Левая панель: $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$. Правая панель: $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.4$. Для обеих панелей $M_* = 1.0 M_\odot$ и $P_{\text{rot},0} = 3.5$ сут.

В данном разделе мы фокусируем свое внимание на том, как изменение показателя металличности влияет на миграцию горячих юпитеров после диссипации протопланетного диска. В частности, мы обнаружили, что выпадение планеты на звезду является более вероятным в системах с повышенным содержанием металлов. Этот эффект наиболее заметен в случае звезд, имеющих умеренный начальный период вращения, в диапазоне от 3.5 до 5.5 суток. Как было показано в разделе 2.3, планеты в системах с быстрыми ротаторами активно мигрируют на ранней стадии эволюции под действием диссипации инерциальных волн, в то время как в системах с медленными ротаторами доминирует поздняя миграция, связанная с опрокидыванием гравитационных волн. Переход между этими двумя характерными режимами динамики экзопланет зависит от химического состава звезды, что продемонстрировано на примере системы со звездой с $M_* = 1.0 M_\odot$ и $P_{\text{rot},0} = 3.5$ сут на рисунке 2.11. Судьба планет в системах с солнечным показателем металличности, показанных в левой панели, практически не затронута действием гравитационных волн, чего нельзя сказать о системах с повышенным показателем металличности, изображенных в правой панели. В то же время для систем с низким содержанием металлов характерна более интен-

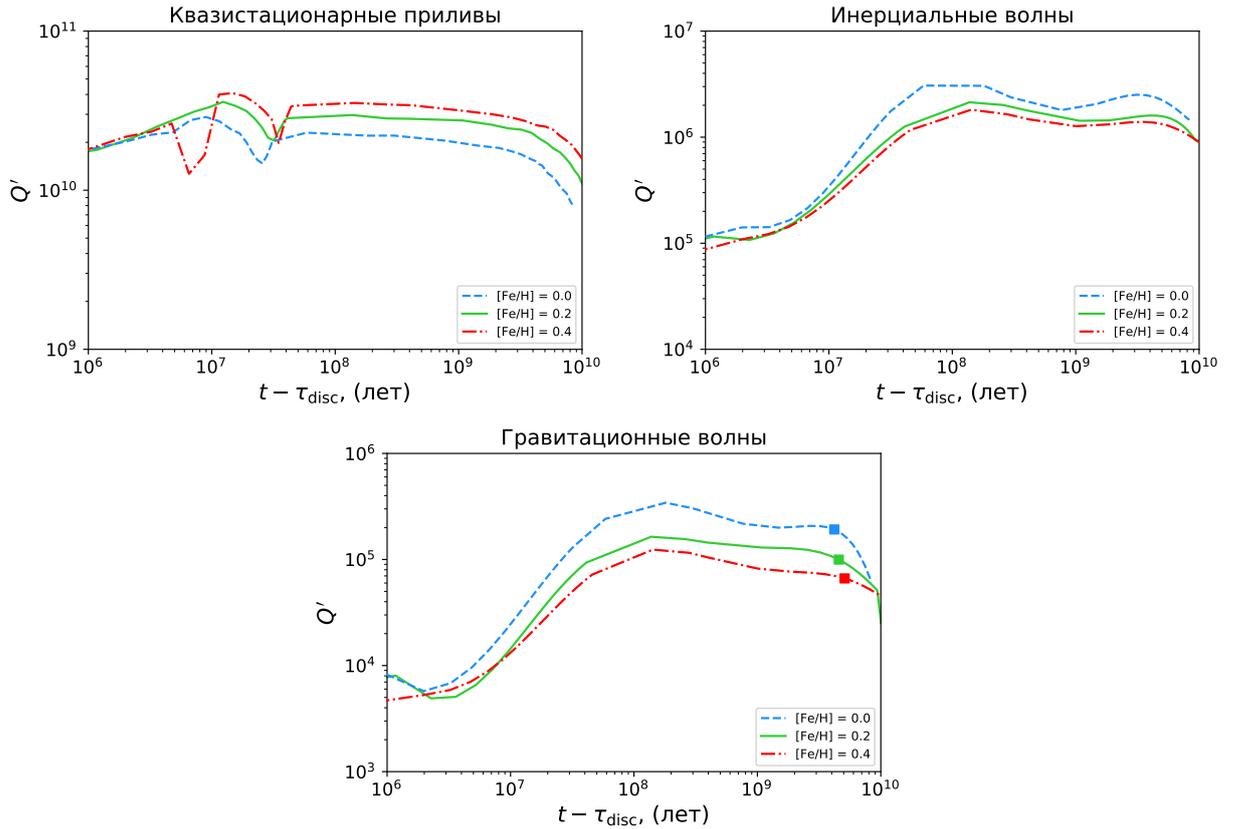


Рисунок 2.12 — Эволюция приливных факторов для моделей с $M_* = 1.0 M_\odot$ и тремя показателями металличности: $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$ (синяя штриховая линия), 0.2 (зеленая сплошная линия) и 0.4 (красная штрих-пунктирная линия). Для этого рисунка выбраны следующие параметры: $\tau_{\text{disc}} = 4.3$ млн лет, $P_{\text{orb}} = 1$ сут и $P_{\text{rot}} = 3.5$ сут. Квадраты на нижней панели соответствуют началу диссипации гравитационных волн в случае планеты с $M_{\text{pl}} = 5 M_{\text{J}}$.

сивная ранняя миграция, что в отдельных случаях, отмеченных фиолетовыми квадратами, приводит к выпадению до НГП.

На рисунке 2.12 приведена динамика изменения приливных факторов для тех моделей звезд, которые были использованы при построении диаграмм событий на рисунке 2.11. В первую очередь стоит отметить, что в любой момент времени приливные факторы для каждого из трех типов приливов лежат в пределах одного порядка величины. Диссипация квазистационарных приливов более эффективна в модели звезды с низким показателем металличности, что и приводит к ранним выпадениям. При учете магнитного взаимодействия, однако, данная особенность будет устранена, поскольку магнитное взаимодействие способно привести к намного более быстрой миграции, чем квазистационарные приливы. Диссипация динамических приливов более эффективна в звездах с повышенным $[\text{Fe}/\text{H}]$. Более того, для звезд с высоким показателем металличности,

интервал между началом опрокидывания гравитационных волн и окончанием ГП более продолжителен. Для системы, состоящей из звезды солнечной массы и планеты с $M_{\text{pl}} = 5 M_{\text{J}}$ время активной миграции под влиянием диссипации гравитационных волн составляет 4.2, 5.5 и 6.0 млрд лет для $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0, 0.2$ и 0.4 , соответственно. Именно это и является причиной заметного на рисунке 2.11 увеличения области на диаграмме событий, занятой выпадающими планетами.

Глава 3. Популяционный синтез¹

На следующем этапе нашей работы мы исследуем, как процессы, реализованные ранее, влияют на популяцию горячих юпитеров. Для этого мы начнем с простой модели, в которой все системы имеют равный возраст, а начальная масса планеты и орбитальный период выбраны из логравномерного распределения, а затем остановимся на более сложной модели, учитывающей вероятность обнаружения и историю звездообразования. Используя набор предварительно проведенных симуляций с разными значениями начальных параметров, мы определяем состояние произвольной системы на любой момент времени. Каждая синтетическая популяция состоит из 10^6 планет. Общим для всех популяций является распределение начального периода вращения звезды, о котором будет упомянуто ниже. В разделах 3.1–3.4 мы исследуем популяции, состоящие из систем с горячим юпитером и звездой солнечной массы. В разделе 3.5 мы задаем распределение массы звезды.

3.1 Начальный период вращения звезды

Для параметризации начального распределения спинов мы обращаемся к скоплению NGC 2362, для звезд которого в работе [185] были получены оценки периода вращения. Применяя уравнение (1.3), мы обнаружили, что для значительной части выборки время диссипации диска меньше возраста скопления, равного 5 млн лет [237]. Следуя [192], мы считаем, что до диссипации диска вращение звезды остается постоянным, поскольку аккреция и сжатие компенсируют действие звездного ветра и другие процессы торможения. После диссипации диска полный угловой момент изолированной звезды уменьшается из-за магнитного торможения. Таким образом, наблюдаемый период вращения многих звезд скопления NGC 2362 не равен начальному и должен быть скорректирован. Для этого мы используем набор моделей звезд солнечной металличности. Мы исключаем чрезвычайно быстрые ротаторы с начальным периодом вращения меньше

¹Данная глава основана на работах (a1) и (a2) из списка публикаций по теме диссертации

двух суток, поскольку такое быстрое вращение может быть вызвано ранним выпадением планеты [150]. В противном случае, время жизни протопланетного диска для этих звезд будет относительно низким [238], что препятствует образованию горячих юпитеров. Исправленные периоды вращения изображены красным цветом на рисунке 3.1. Исходные данные из [185] показаны синим цветом. Как и ожидалось, пересчет начального периода приводит к небольшому смещению в сторону более высоких периодов. Обновленное распределение мы фитируем гауссовой функцией:

$$p(\log P_{\text{rot},0}) \propto \exp\left(-\frac{(\log P_{\text{rot},0} - \zeta_*)^2}{2\sigma_*^2}\right), \quad (3.1)$$

с $\zeta_* = 0.81$, $\sigma_* = 0.24$. При моделировании начального периода вращения мы исключаем звезды с $P_{\text{rot},0} < 2$ сут.

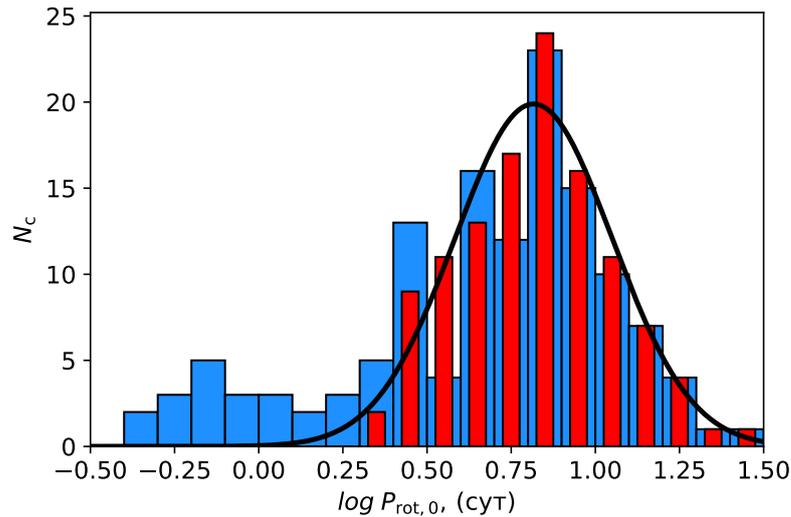


Рисунок 3.1 — Распределение начального периода вращения выборки NGC 2362. Синяя гистограмма: необработанные данные от [185]. Красная гистограмма: распределение, полученное в результате корректировки (см. текст). Черная сплошная линия соответствует аппроксимации нормальным распределением.

3.2 Простая модель популяции

На первом этапе мы рассматриваем простую модель начальной популяции, системы которых имеют равный возраст. Распределение начального орбитального периода является логравномерным в диапазоне от 1 до 10 сут, в то время как начальная планетная масса получена из логравномерного распределения между 0.3 и 10 M_J . Верхняя граница диапазона массы горячих юпитеров выбрана согласно работе [7], в которой приведены аргументы, свидетельствующие в пользу того, что более массивные объекты формируются посредством гравитационной неустойчивости, а не аккреции, что подчеркивает их принадлежность к популяции коричневых карликов. Кроме того, мы не учитываем эффект селекции. Хотя соответствующая популяция далека от наблюдаемой, она дает возможность исследовать ключевые особенности эволюции экзопланетных систем.

«Снимки» простой популяции на диаграмме «масса планеты–орбитальный период», соответствующие разным возрастам, показаны на рисунке 3.2. Плотность распределения горячих юпитеров здесь нормирована на долю оставшихся горячих юпитеров по отношению к числу планет в начальный момент времени. Мы хотим понять, насколько хорошо наша простая модель воспроизводит наблюдаемое распределение. Для этого мы выбираем из архива экзопланет НАСА все транзитные системы, состоящие из горячего юпитера и звезды солнечной массы ($0.95 M_\odot < M_* < 1.05 M_\odot$). Планеты из соответствующей выборки отмечены красными кругами.

На первом снимке, отображающем популяцию вскоре после НГП, синтетическое распределение уже смещено в сторону малых периодов, поскольку массивные планеты вокруг быстрых и умеренных ротаторов мигрируют близко к звезде из-за диссипации инерциальных волн. Эти горячие юпитеры впоследствии заполняют полость Роша, образуя полосу в левой нижней части диаграммы, показанной на средней левой панели. Стрелка здесь отображает начальный пример, рассмотренный в разделе 2.1. Теряя вещество, горячий юпитер движется по полосе, заданной положением предела Роша для планет с разной массой. В данной модели фаза стабильной аккреции обычно продолжается 1 млрд лет, после чего системы испытывают орбитальное расширение за счет фотоиспаре-

ния. Соответствующие объекты можно найти в области локального увеличения плотности распределения юпитеров на средней и нижней левой панелях вблизи предела Роша в нижней части диаграммы. Миграция за счет тепловых потерь перемещает эти планеты в нижнюю правую область за пределы данной диаграммы, и эта локальная неоднородность растворяется за 3 млрд лет, что примерно соответствует среднему возрасту населения тонкого диска Галактики [239]. Спустя 3 млрд лет в системах с самыми массивными горячими юпитерами начинается диссипация гравитационных волн, что знаменует начало второго этапа активной миграции планет. По мере того, как опрокидывание гравитационных волн становится возможным для меньших планетных масс, верхняя граница распределения популяции смещается вниз. На средней правой диаграмме показано, что к 6 млрд лет выпадение затронет короткопериодические планеты с $M_{pl} > 4 M_J$. Дефицит наблюдаемых планет в данной области диаграммы может быть связан именно с действием гравитационных волн. Тем не менее, простая модель не может воспроизвести левую нижнюю границу распределения горячих юпитеров, поскольку приливных и магнитных взаимодействий, а также фотоиспарения недостаточно, чтобы расчистить соответствующую область диаграммы, что согласуется с выводами из [240]. Только после 10 млрд лет, незадолго до окончания ГП, диссипация гравитационных волн затрагивает наименее массивные планеты из рассматриваемого диапазона.

3.3 Обновленные модели популяции

Для того, чтобы на качественном уровне воспроизвести наблюдаемое распределение горячих юпитеров, необходимо уточнить начальную модель популяции. В обновленных моделях, во-первых, возраст систем задается в соответствии с равномерным распределением между 0 и 7 млрд лет, что отражает историю звездообразования в тонком диске Галактики [239]. Поскольку показатель металличности толстого диска существенно ниже [241], а вероятность обнаружения горячего юпитера антикоррелирует с содержанием тяжелых элементов [193], вклад старых систем в население горячих юпитеров должен быть незначительным. Данное предположение находится в согласии с выводами недавнего

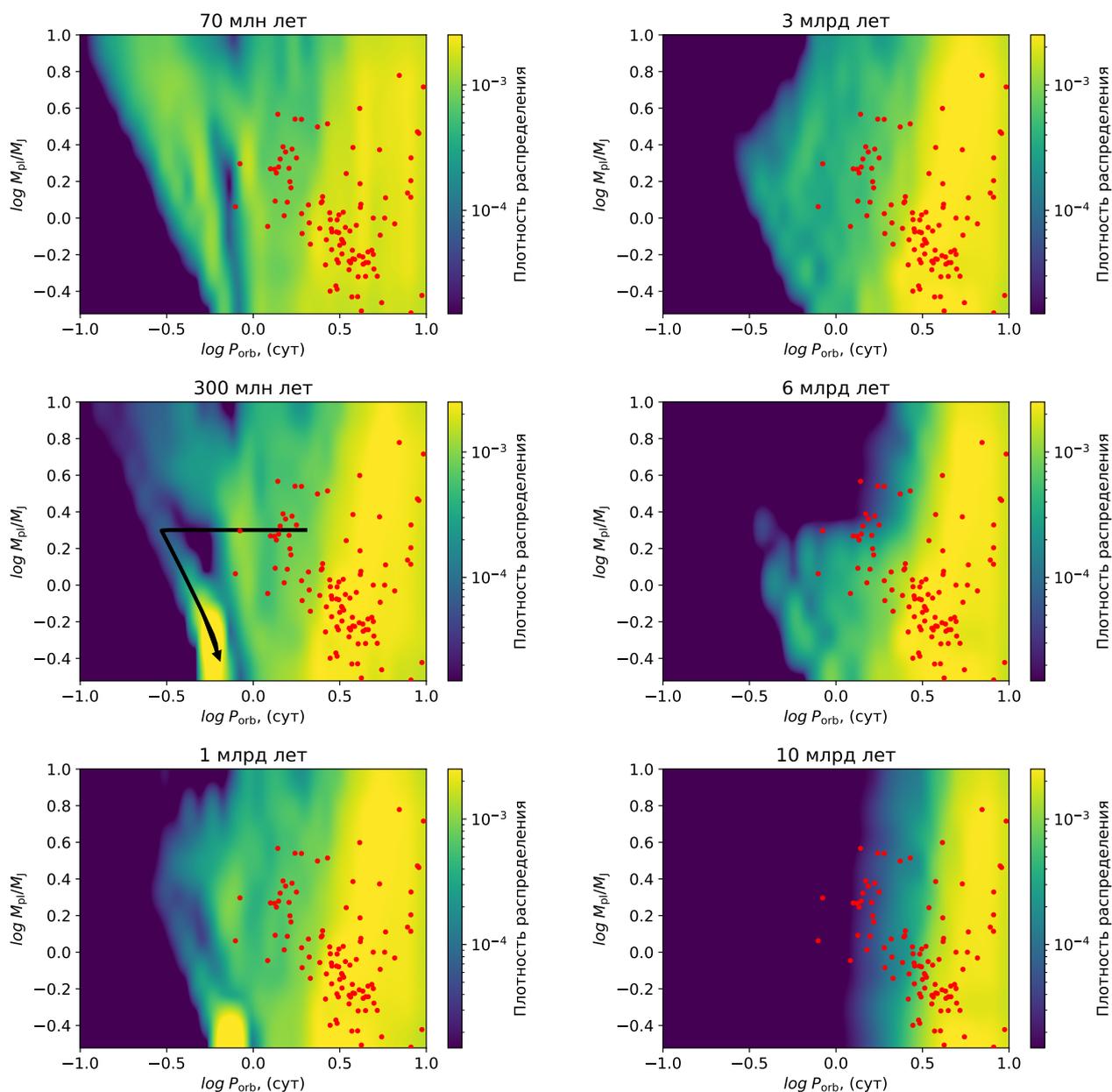


Рисунок 3.2 — Распределение «простой» популяции горячих юпитеров на диаграмме «масса–орбитальный период» для разных возрастов. Черная стрелка: трек системы, изображенной на рисунке 2.2. Красные круги: наблюдаемые планеты в системах с $0.95 M_{\odot} < M_{*} < 1.05 M_{\odot}$ из архива экзопланет НАСА (<https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>)

исследования [242]. Во-вторых, из всех систем новой популяции мы выделяем только транзитные системы, отдавая предпочтение наиболее короткопериодическим планетам. Вероятность транзита равна $p_{\text{transit}} = 0.7R_*/a$ [243].

В разделе 3.2 было продемонстрировано, что в отсутствие дополнительных ограничений миграционная модель не способна воспроизвести нижнюю границу распределения горячих юпитеров на диаграмме «масса–орбитальный период». Данное несоответствие может быть решено двумя способами:

- в Модели 1 мы предполагаем (следуя [244]), что критическое начальное положение планеты определяется внутренней границей протопланетного диска R_t :

$$R_t = \left(\frac{\mathcal{M}^2 \tau_{\text{ac}}}{M_{\text{pl}} \sqrt{GM_*}} \right)^{2/7}, \quad (3.2)$$

где $\tau_{\text{ac}} \sim 10^5$ лет — шкала времени аккреции, а $\mathcal{M} = B_* R_*^3$ — магнитный момент звезды на стадии Т Тельца. Значения B_* и R_* взяты из [244] (1 кГс. и $1.2 R_\odot$ соответственно).

- в Модели 2 мы переопределяем предел Роша, полагая $f_p = 2.7$ (как в подразделе 2.6)

Начальный орбитальный период выбран из логравномерного распределения в диапазоне от $\max(1.0, P_{\text{crit}})$ до 10 сут, где в Модели 1 $P_{\text{crit}} = P_t = 2\pi \sqrt{\frac{R_t^3}{GM_*}}$, а в Модели 2 $P_{\text{crit}} = P_R = 2\pi \sqrt{\frac{a_R^3}{GM_*}}$.

Начальное распределение масс планет основано на выборке наблюдаемых горячих юпитеров из архива экзопланет НАСА. Соответствующее распределение мы фитируем кусочно-непрерывной функцией:

$$p \left(\log \frac{M_{\text{pl}}}{M_J} \right) \propto \begin{cases} \exp \left(-\frac{(\log \frac{M_{\text{pl}}}{M_J} - \zeta_{\text{pl}})^2}{2\sigma_{\text{pl}}^2} \right), & \log \frac{M_{\text{pl}}}{M_J} \leq 0.3 \\ \left(\log \frac{M_{\text{pl}}}{M_J} \right)^\beta, & \log \frac{M_{\text{pl}}}{M_J} > 0.3 \end{cases}. \quad (3.3)$$

На рисунке 3.3 изображено распределение наблюдаемых горячих юпитеров и аппроксимирующая его функция со следующим набором параметров: $\zeta_{\text{pl}} = -0.067$, $\sigma_{\text{pl}} = 0.31$ и $\beta_{\text{pl}} = -1.46$.

Из данного распределения, описывающего статистику наблюдений, необходимо восстановить начальное распределение. Для каждой из двух моделей мы определили коэффициенты ζ_{pl} , σ_{pl} и β_{pl} , при которых синтетические транзит-

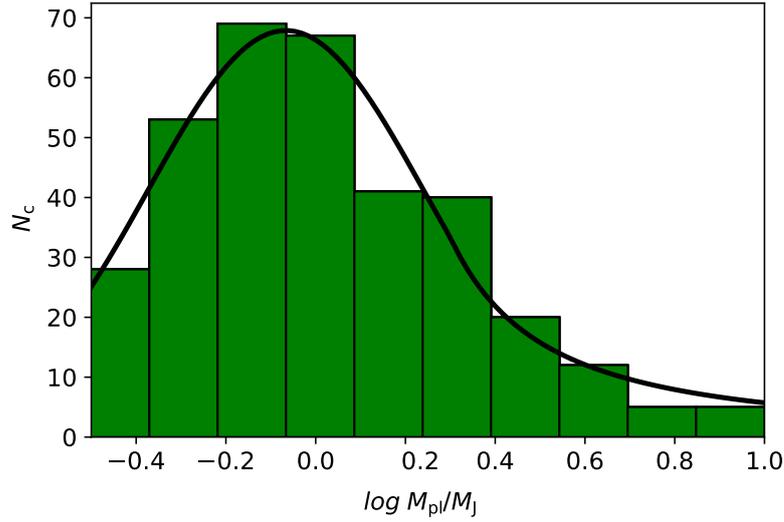


Рисунок 3.3 — Распределение масс горячих юпитеров. Зеленая гистограмма представляет наблюдаемую выборку планет из <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>. Черная сплошная линия соответствует уравнению (3.3) с $\zeta_{\text{pl}} = -0.067$, $\sigma_{\text{pl}} = 0.31$ и $\beta_{\text{pl}} = -1.46$.

ные системы с горячим юпитером, оставшиеся в популяции к настоящей эпохе, соответствуют современному распределению. Для Модели 1 (Модели 2) мы получили следующий набор коэффициентов: $\zeta_{\text{pl}} = -0.044(-0.018)$, $\sigma_{\text{pl}} = 0.29(0.24)$ и $\beta_{\text{pl}} = -1.02(-0.74)$.

3.4 Результаты

Итоговые распределения планет показаны на рисунке 3.4. Нижняя граница диапазона масс юпитеров отмечена штрихпунктирной линией. Обе модели демонстрируют неплохое согласие с данными наблюдений. На обеих диаграммах заметна повышенная плотность юпитеров с $P_{\text{orb}} \sim 3$ сут. Мы не ставили целью воспроизвести правую границу горячих юпитеров, так как ее вид, вероятно, определяется эффектами, связанными с образованием планет или миграцией внутри протопланетного диска. В то же время верхняя граница синтетического распределения согласуется с наблюдательной статистикой. В разделе 3.2 мы установили, что после 3 млрд лет диссипация гравитационных волн начинает расчищать соответствующую часть диаграммы, а это означает, что для

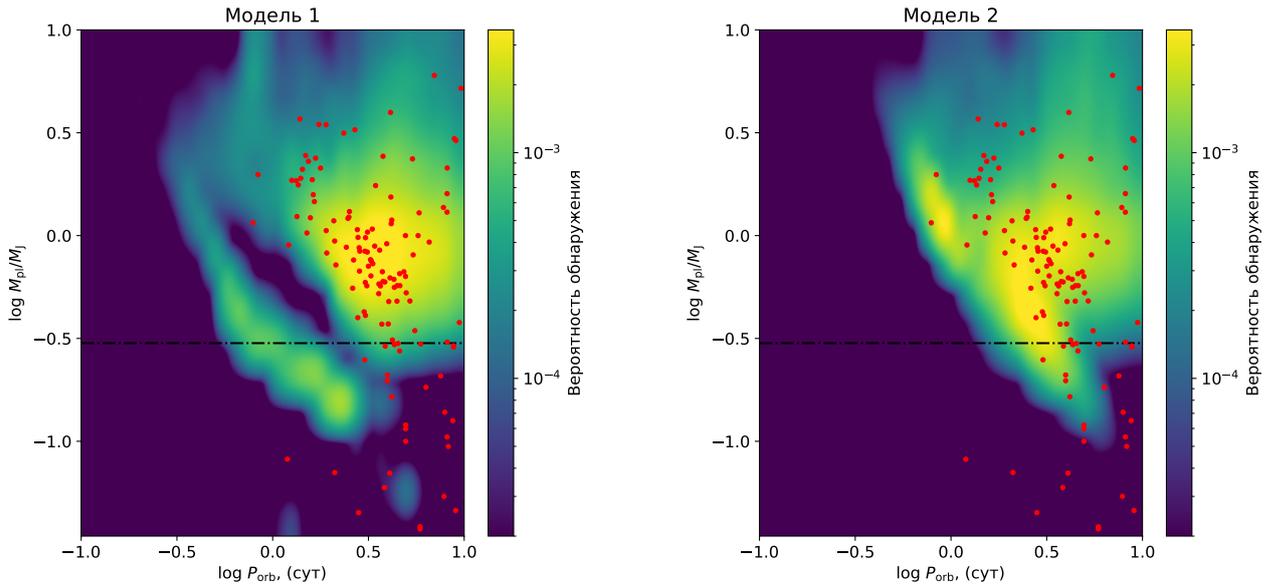


Рисунок 3.4 — Плотность распределение двух обновленных синтетических популяций транзитных горячих юпитеров. Слева изображена Модель 1, в которой внутренняя граница начального распределения планет задается внутренней границей протопланетного диска. Справа продемонстрирована Модель 2, в которой минимальное начальное орбитальное расстояние определяется пределом Роша для $f_p = 2.7$. Красные круги: выборка наблюдаемых планет у звезд солнечной массы. Штрихпунктирная линия: нижняя граница диапазона масс юпитеров.

того, чтобы граница была более четкой, необходимо изменить модель истории звездообразования в сторону больших возрастов.

Основное различие между двумя синтетическими популяциями заключается в расположении планет, прошедших или проходящих стадию стабильной аккреции. На левой диаграмме, соответствующей Модели 1, эти планеты населяют полосу, отделенную от основной группы планет. Однако ни один из 101 наблюдаемого горячего юпитера у звезд солнечной массы не находится на этой полосе, что позволяет предположить, что, согласно Модели 1, они не заполняют свои полости Роша (хотя WASP-19b очень к этому близок). Учитывая, что 3.6% синтетических транзитных горячих юпитеров находятся на полосе, вероятность не обнаружить там объект относительно невелика, 2.4%. Один из способов устранить это несоответствие – модифицировать историю звездообразования, чтобы увеличить средний возраст населения. В качестве альтернативы мы можем предположить, что требования, необходимые для реализации устойчивого режима аккреции, на самом деле строже и реже реализуемы, чем в нашей

модели. Как показано в [245], если перетекание вещества не сопровождается возвращением части углового момента на орбиту, устойчивость нарушается, когда масса планеты опускается ниже $1.6 M_J$. Даже если установить это критическое значение равным $0.5 M_J$, вероятность отсутствия наблюдаемых юпитеров на стадии заполнения полости Роша возрастает более чем на порядок, до 23.6%.

Данная проблема автоматически решается при переходе к Модели 2, изображенной на правой панели рисунка 3.4. Напомним, в Модели 2 значения предела Роша систематически увеличены по сравнению с Моделью 1. Здесь планеты, находящиеся на пределе Роша, визуальны неотделимы от основной популяции горячих юпитеров, а нижняя граница синтетического распределения на качественном уровне воспроизводит наблюдаемое распределение. Доля транзитных горячих юпитеров, заполняющих полость Роша, составляет 6.7 %, что более чем в три раза выше по сравнению с Моделью 1. Три наиболее короткопериодические системы в наблюдаемой выборке, WASP-19b, HATS-18b и OGLE-TR-56, находятся на стадии стабильной аккреции. Еще две планеты, а именно WASP-4b и COROT-1b, могут быть близки к заполнению полости Роша.

Под штрихпунктирной линией показаны планеты, которые покинули диапазон масс горячих юпитеров. Учитывая, что начальное распределение горячих нептонов и суперземель в данном исследовании не моделируется, синтетические объекты, населяющие соответствующую часть диаграммы, составляют лишь часть наблюдаемой популяции. На текущем уровне развития представлений о природе экзопланет мы не можем быть уверены в относительном вкладе бывших горячих юпитеров в общую численность маломассивных планет, поскольку механизмы, лежащие в основе их образования и ранней миграции внутри протопланетного диска, все еще неясны. [130] предположил, что для горячих юпитеров и близких планет с меньшей массой характерны разные механизмы образования, что делает их прямое сопоставление еще более проблематичным. Тем не менее видно, что Модель 2 потенциально может объяснить происхождение нескольких наблюдаемых горячих нептонов с $M_{pl} > 0.1 M_J$. При этом превращение горячих юпитеров в планеты с $M_{pl} < 0.1 M_J$ занимает больше времени, чем время жизни тонкого диска, а это означает, что суперземли не могут быть продуктами стабильной аккреции газовых гигантов. Хотя в Модели 1 темпы потери массы выше, траектория, соединяющая юпитеры и суперземли,

не занята ни одной из наблюдаемых планет, что трудно объяснить, предполагая, что некоторые суперземли изначально являлись горячими юпитерами.

Согласно Модели 1 (Модели 2), к настоящему времени 12% (15%) начальной популяции экзопланет слились с родительской звездой или вышли за пределы диапазона массы юпитеров. Мы также рассчитали долю транзитных горячих юпитеров, мигрирующих с достаточной для обнаружения скоростью. Для этого мы выбрали системы, для которых кумулятивный сдвиг времени транзита за 10-летний цикл наблюдений превышает 5 секунд, что соответствует современной точности сезонных наблюдений [61]. Кумулятивный сдвиг транзита T_{shift} за T лет определяется при помощи уравнения из [246]:

$$T_{\text{shift}} = -\frac{\dot{P}}{2P_{\text{orb}}} T^2. \quad (3.4)$$

Согласно Модели 1 (Модели 2), вероятность обнаружить смещения времени транзита по итогам десятилетнего наблюдения системы с горячим юпитером составляет 0.25% (0.23%). Обе оценки находятся в соответствии с отсутствием наблюдаемых систем со звездой солнечной массы и горячим юпитером, демонстрирующим смещение времени транзита (единственная на сегодняшний день планета в системе с подтвержденным изменением орбитального периода, WASP-12b, вероятно, обращается вокруг субгиганта с $M_* \sim 1.4 M_{\odot}$, см. [247] и [248]). Тем не менее, рост статистики и накопление наблюдений, вероятно, в скором времени приведут к открытию новых случаев систем со вариацией времени транзита.

3.5 Статистика выпадений

В работе (a1) из списка публикаций по теме диссертации мы исследовали статистику выпадений для упрощенной модели миграции. Из всех процессов, рассмотренных в настоящей работе, учитывалось только приливное взаимодействие. Моделирование орбитальных треков завершалось в момент выпадения планеты, либо к концу ГП. Стадия стабильной аккреции не изучалась, горячие юпитеры считались выпавшими тогда, когда орбитальное расстояние оказывалось меньше суммы радиусов планеты и звезды. Масса звезды выбрана в диа-

пазоне от 0.6 до 1.3 M_{\odot} на основе начальной функции распределения масс из [184]:

$$P(M < M_* < M + dM) \propto \begin{cases} M^{-1.3}, & M \leq 0.5M_{\odot} \\ M^{-2.3}, & M > 0.5M_{\odot} \end{cases}. \quad (3.5)$$

Начальный период вращения звезды выбран согласно уравнению (3.1).

Положение системы в пространстве задано согласно модели экспоненциального тонкого диска из [249]:

$$p(R, Z) \propto \exp\left(-\frac{R}{L} - \frac{Z}{H}\right) \quad (3.6)$$

с $H = 300$ пк, $L = 2600$ пк. Для каждой системы мы определили расстояние, принимая $R_{\odot} = 8$ кпк, $H_{\odot} = 25$ пк. При расчете видимой звездной величины мы задаем межзвездное поглощение, равное 1.8 зв вел/кпк [250].

Мы также рассмотрели два различных варианта распределения начального орбитального периода. Первое распределение (Модель D1) основано на исследовании [193] и задается следующим выражением:

$$p(\log P_{\text{orb},0}) \propto P_{\text{orb},0}^{\alpha}, \quad (3.7)$$

с $\alpha = 0.9$. Другое распределение (Модель D2) начального положения горячих юпитеров выбрано логравномерным аналогично предыдущим разделам. Такое распределение часто используется различными авторами. Например, оно было применено в [61] для восстановления верхней левой границы на диаграмме «масса–орбитальный период» в рамках модели с постоянным приливным фактором.

Окончательные результаты моделирования популяций горячих юпитеров представлены в таблице 2. Видно, что переход от возрастающего (D1) к логравномерному (D2) распределению периодов увеличивает общее количество выпадений в два раза. Соответственно, общая вероятность выпадения до окончания ГП меняется от 11 до 21%. Зеленая пунктирная гистограмма на рисунке 3.5 показывает вероятность выпадения в зависимости от массы планеты в случае распределения D1. Как и ожидалось, для более массивных планет вероятность выпадения выше, достигая 30% при $M_{\text{pl}} \simeq 10 M_{\text{J}}$. Данный тренд еще сильнее выражен в распределении числа состоявшихся к текущей эпохе слияний, изоб-

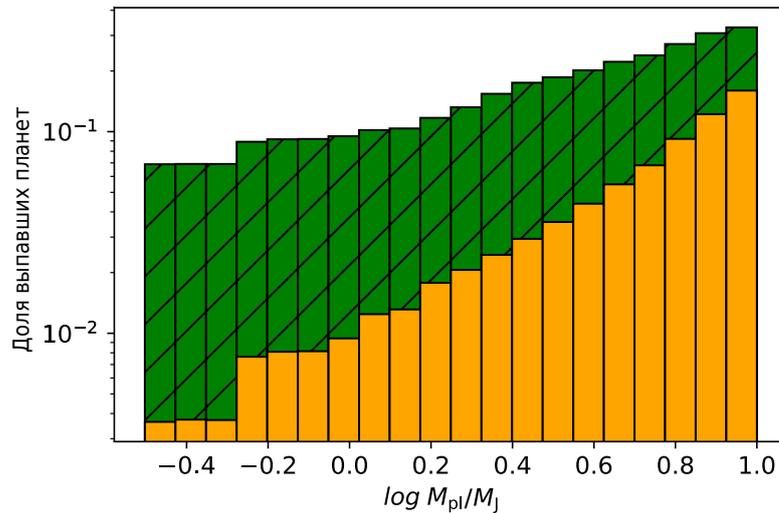


Рисунок 3.5 — Вероятность выпадения как функция массы планеты. Заштрихованная зеленая гистограмма: общее количество выпадений к концу ГП, оранжевые гистограмма: количество состоявшихся к современной эпохе выпадений.

раженном оранжевой гистограммой. Лишь незначительная часть горячих юпитеров, 1.5–3.0%, уже поглощена родительскими звездами, что означает, что вероятность обнаружения горячего юпитера у звезды спектрального класса FGK должна прежде всего отражать эффективность образования данных планет. На рисунке 3.6 показана область выпадающих планет в пространстве «масса–орбитальное расстояние». На левой панели, демонстрирующей общее число выпадений, все неустойчивые системы населяют область, ограниченную 0.04 а.е. и 0.06 а.е. для горячих юпитеров с минимальной и максимальной массой, соответственно. Еще одной интересной деталью является наличие области, занятой массивными планетами, где доля выпавших планет близка к единице. Таким образом, почти каждый горячий юпитер, принадлежащий к этой области, выпадает на родительскую звезду (либо заполняет полость Роша) вне зависимости от ее массы (в пределах диапазона спектральных классов FGK) и начальной скорости вращения.

Чтобы выявить влияние звездных параметров на результаты наших симуляций, на рисунке 3.7 мы построили график зависимости вероятности выпадения от массы звезды. Наиболее заметной особенностью является резкое уменьшение доли выпавших планет при превышении массой звезды значения $1.1 M_{\odot}$, соответствующего границе возникновения конвективного ядра. Напомним, что для звезд с конвективным ядром мы не учитываем диссипацию гравитацион-

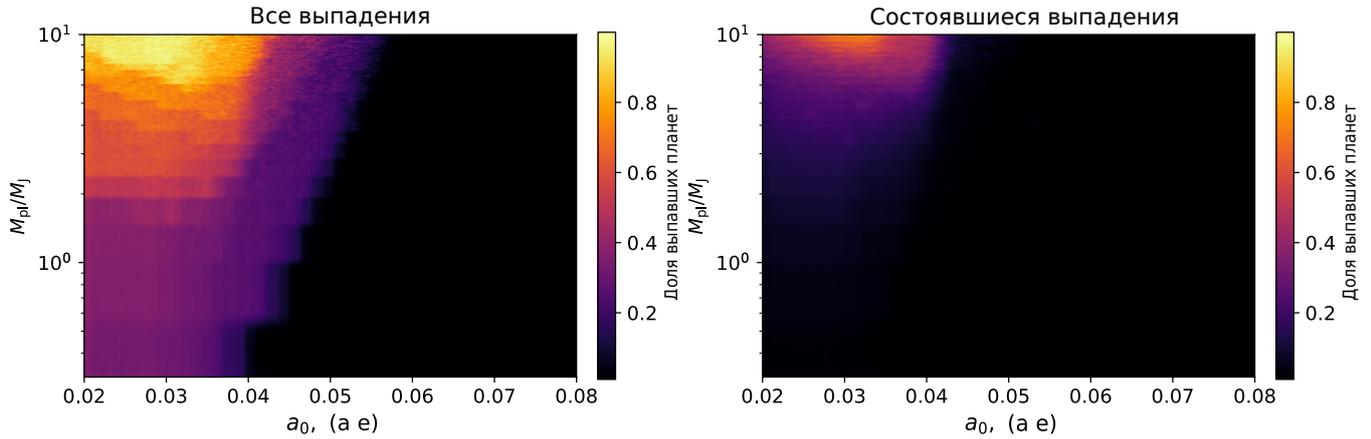


Рисунок 3.6 — Вероятность выпадения на диаграмме «масса–орбитальное расстояние». Левая панель отображает общую статистику выпадений к концу ГП. Правая панель демонстрирует состоявшиеся выпадения (с учетом текущего возраста системы).

ных волн, что и объясняет данный эффект. В то же время поскольку продолжительность фазы ГП антикоррелирует с возрастом, для звезд с массой выше $1.1 M_{\odot}$ доля состоявшихся выпадений относительно их общего числа сравнительно велика. Другое заметное уменьшение числа выпадений характерно для звезд с массой ниже $0.9 M_{\odot}$. Эта особенность связана с уменьшением вклада гравитационных волн для маломассивных звезд, у которых продолжительность ГП превышает максимальное время в наших симуляциях, 14 млрд лет. Кроме того, слияния с маломассивными звездами редко приводят к ярким транзиентам, которые изображены на рисунке красными ромбами. Поскольку средняя плотность звезды уменьшается в течение жизни звезды на стадии ГП, условие $\rho_{pl}/\rho_* > 1$, необходимое для приливного разрушения или прямого выпадения, более характерно для поздних эпох звездной эволюции. Однако, с уменьшением вклада гравитационных волн в системах с $M_* \leq 0.8 M_{\odot}$, слияния в среднем происходят раньше, уменьшая вероятность транзиента.

Усредняя слияния, прошедшие за последние 100 млн лет, мы получили темпы выпадения, варьирующиеся между 340 и 650 событиями на миллион лет, в зависимости от выбранного распределения начального орбитального периода. Большинство данных событий происходит по сценарию стабильной аккреции и не сопровождается значительным увеличением светимости. По нашим оценкам, только 107–194 выпадений в миллион лет приводят к транзиентам, половина из которых достаточно мощные, чтобы наблюдаться на телескопе LSST

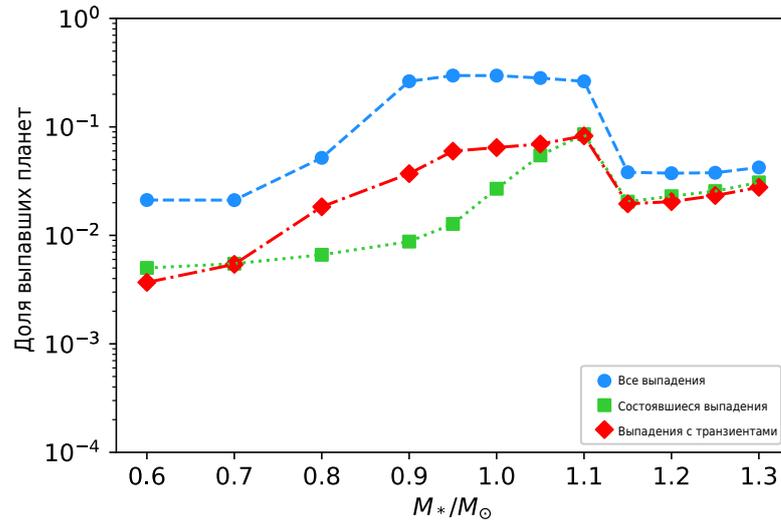


Рисунок 3.7 — Вероятность выпадения как функция массы звезды. Синие круги: общее количество выпадений. Зеленые квадраты: состоявшиеся выпадения. Красные ромбы: выпадения с транзитами.

с предельной величиной в g-диапазоне равной $+24.8^m$ для точечных источников ². Аналогично разделу 3.4, мы посчитали число систем, для которых есть достаточное для обнаружения смещение времени транзита. Однако в этот раз мы ограничили нашу выборку только системами, в которых звезда ярче $+12^m$, $+13^m$ и $+16^m$, что соответствует предельным величинам TESS [251], PLATO [252] и Kepler [253], соответственно. Наши оценки приведены в таблице 2.

²(<https://smtn-002.lsst.io/>)

Таблица 2 — Статистика планетных выпадений

| Величина Распределение | Значение | |
|--|--------------------------|--------------------------|
| | D1 | D2 |
| Общее количество горячих юпитеров | 5.2×10^7 | 5.2×10^7 |
| Общее количество выпадений | 5.7×10^6 (11%) | 1.06×10^7 (21%) |
| Выпавшие планеты | 8.0×10^5 (1.5%) | 1.6×10^6 (3.0%) |
| Стабильная аккреция | 4.4×10^6 | 8.3×10^6 |
| Приливное разрушение | 1.3×10^6 | 2.2×10^6 |
| Прямое выпадение | 6.7×10^4 | 1.0×10^5 |
| Частота выпадений (в млн лет) | 340 ± 20 | 650 ± 30 |
| Частота транзиентов (в млн лет) | 107 ± 11 | 194 ± 15 |
| Частота транзиентов с $m_{\text{app}} < 24.8$ | 49 ± 8 | 89 ± 9 |
| Наблюдаемая миграция с $m_{*,\text{app}} < 12$ | 0.8 ± 0.6 | 1.2 ± 0.8 |
| Наблюдаемая миграция с $m_{*,\text{app}} < 13$ | 2.4 ± 1.8 | 3.7 ± 1.2 |
| Наблюдаемая миграция с $m_{*,\text{app}} < 16$ | 22 ± 5 | 41 ± 7 |

Глава 4. Приливная диссипация в планетах-гигантах¹

Моделирование орбитальной эволюции, описанное в предыдущих главах, было основано на расчетах темпов диссипации приливов в звездах. Как показано в [100], в отличие от звездных приливов, планетные приливы не способны вызывать существенную миграцию. Однако эволюция экзопланет не исчерпывается изменением орбитальной полуоси. Так, другими важными процессами динамики систем, на которые могут влиять планетные приливы, являются циркуляризация, синхронизация и уменьшение угла наклона орбитальной плоскости относительно экваториальной плоскости звезды. До недавнего времени рассмотрение приливов в планетах было ограничено исследованием объектов Солнечной системы. В этой главе мы расширяем использование формализма, предложенного [87], на модели планет, соответствующих диапазону масс планет-гигантов. В связи с этим мы стремимся выяснить, насколько наши оценки темпов диссипации способны объяснить наблюдаемое распределение эксцентриситетов, а также астрометрические данные Юпитера, Сатурна и их спутников [188; 189]. Аналогично предыдущей части работы, мы фокусируем свое внимание на исследовании мод с $l = 2$ и $m = 2$, поскольку именно такие моды дают наибольший вклад в динамику систем с малым наклоном орбиты относительно плоскости экватора [79; 254]. Результаты изложенного ниже этапа работы описаны в работе (а3) из списка публикаций по теме диссертации.

4.1 Модели планет

Также как и модели звезд, модели планет мы строим при помощи кода MESA [169—173]. Большинство параметров наших `inlist`-файлов взято из базового набора `make_planets`. С целью воспроизвести повышенную среднюю металличность звезд с горячими юпитерами ($\langle [Fe/H] \rangle = +0.19$, см. [193]) мы фиксируем параметры `initial_Y` и `initial_Z` на значениях 0.2804 и 0.02131, соответственно. Согласно нашим расчетам, значения приливных факторов в

¹Данная глава основана на работе (а3) из списка публикаций по теме диссертации

моделях с показателями металличности в диапазоне от -0.5 до 0.5 оказываются в пределах одного порядка величины для любого выбранного возраста, что также согласуется с результатами, полученными для маломассивных звезд в работе [187]. С учетом того, что влияние показателя металличности незначительно на фоне других факторов, в настоящей работе мы полагаем одинаковый химический состав во всех исследуемых моделях. Масса планеты варьируется в диапазоне от 0.1 до $10 M_J$, начальный радиус планеты установлен равным $2 R_J$ (увеличение начального радиуса до $4 R_J$ с целью воспроизвести планеты с высокой начальной энтропией не привело к существенным изменениям в оценках Q'). В наших моделях ядро имеет массу $10 M_\oplus$ и плотность 5 г см^{-3} . Мы используем два значения падающего потока излучения: $F = 1000 F_\oplus$ (значение по умолчанию, характерное для горячих планет) и $F = F_\oplus$ (значение, характерное для холодных планет). Выбрано каноничное значение параметра длины перемешивания $\alpha = 2$, при этом отметим, что его изменение несущественно влияет на результаты. Параметр `use_dedt_form_of_energy_eqn` указан равным `.false` во избежание ошибок сходимости. Колонковая плотность для падающего излучения установлена на уровне 330 г см^{-2} для того, чтобы воспроизвести среднюю непрозрачность из работы [196]. Мы обнаружили, что пространственное разрешение, заданное по умолчанию, слишком низкое и не позволяет с высокой точностью построить точную модель приливного отклика для маломассивных планет. По этой причине мы выбрали более высокое разрешение, положив `max_dq = 1d-3` в тех случаях, когда отсутствуют ошибки сходимости. В противном случае, этот параметр увеличивается до тех пор, пока эти проблемы не исчезают.

Преобладающая часть пространства газовой оболочки в получившихся моделях представляет собой зону конвективного переноса. Лучистые слои располагаются близко к поверхности и занимают сравнительно малый объем. Однако наблюдения газовых гигантов Солнечной системы дают основания полагать, что данная упрощенная структура планет не всегда имеет место. Так, Сатурн и Юпитер могут иметь протяженные жидкие лучистые ядра без четкой границы [255; 256]. Роль возможных внутренних зон лучистого переноса в диссипации планетных приливов выходит за рамки настоящей работы и представляет собой основную неопределенность в моделировании планет (см. [212–214; 257]).

4.2 Оценки величины планетного приливного фактора

Перейдем к рассмотрению итоговых оценок приливного фактора Q' , полученных для наших планетных моделей. На рисунке 4.1 представлена зависимость Q' от периода возмущений P_{tide} для планет с различными массами, возрастами и величинами падающего потока излучения. Так, планеты с $M_{\text{pl}} = 0.3, 1.0$ и $10 M_{\text{J}}$ показаны на верхней, средней и нижней панелях, соответственно. Слева изображены модели молодых планет, чей возраст составляет 10 млн лет, в то время как модели, показанные справа, относятся к возрасту 3 млрд лет. Горячие и холодные юпитеры (с $F = 1000 F_{\oplus}$ и $F = F_{\oplus}$) отмечены сплошными и штриховыми линиями, соответственно. Период вращения планет был выбран равным 10 часам. Зависимости продемонстрированы для широкого диапазона частот приливных возмущений, поэтому полученные результаты в дальнейшем могут быть использованы для моделирования синхронизации орбитального и вращательного движения, а также эволюции угла наклона орбиты под действием приливов.

Как было отмечено ранее, диссипация квазистационарных приливов имеет низкую эффективность, и во всех рассматриваемых случаях $Q'_{\text{eq}} > 10^9$. При малых периодах возмущения, модифицированный приливной фактор $Q'_{\text{eq,RMLT}}$, отмеченный синим, имеет те же значения, что и изображенный черным цветом приливной фактор Q'_{eq} , полученный без учета влияния вращения на конвекцию. Это связано с тем, что в случае высокочастотных возмущений $\mathcal{U}_{\text{E}} \propto \mathcal{U}_{\text{MLT}} \left(\frac{\omega_{\text{c}}}{\omega_{\text{t}}} \right)^2 \propto \frac{u_{\text{c}}^3}{l_{\text{c}}} \frac{1}{\omega_{\text{t}}^2}$, и использованные поправки к скорости конвективного движения и конвективной длине компенсируют друг друга [104].

При заданном периоде вращения наши оценки фактора Q'_{iw} оказались очень близкими для всех моделей, что отражает сходства во внутреннем строении. Действительно, каждая из моделей может быть с высокой точностью аппроксимирована политропной моделью с индексом политропы n в пределах от 1 до 1.5. Обратим внимание, что $n = 1$ часто используется при моделировании профиля Юпитера, а $n = 1.5$ применяется при описании полностью конвективных маломассивных звезд. Согласно рисунку 4.2, на котором изображены профили безразмерной плотности (плотность нормирована на среднюю плотность, радиус нормирован на радиус планеты), наши модели хорошо описываются по-

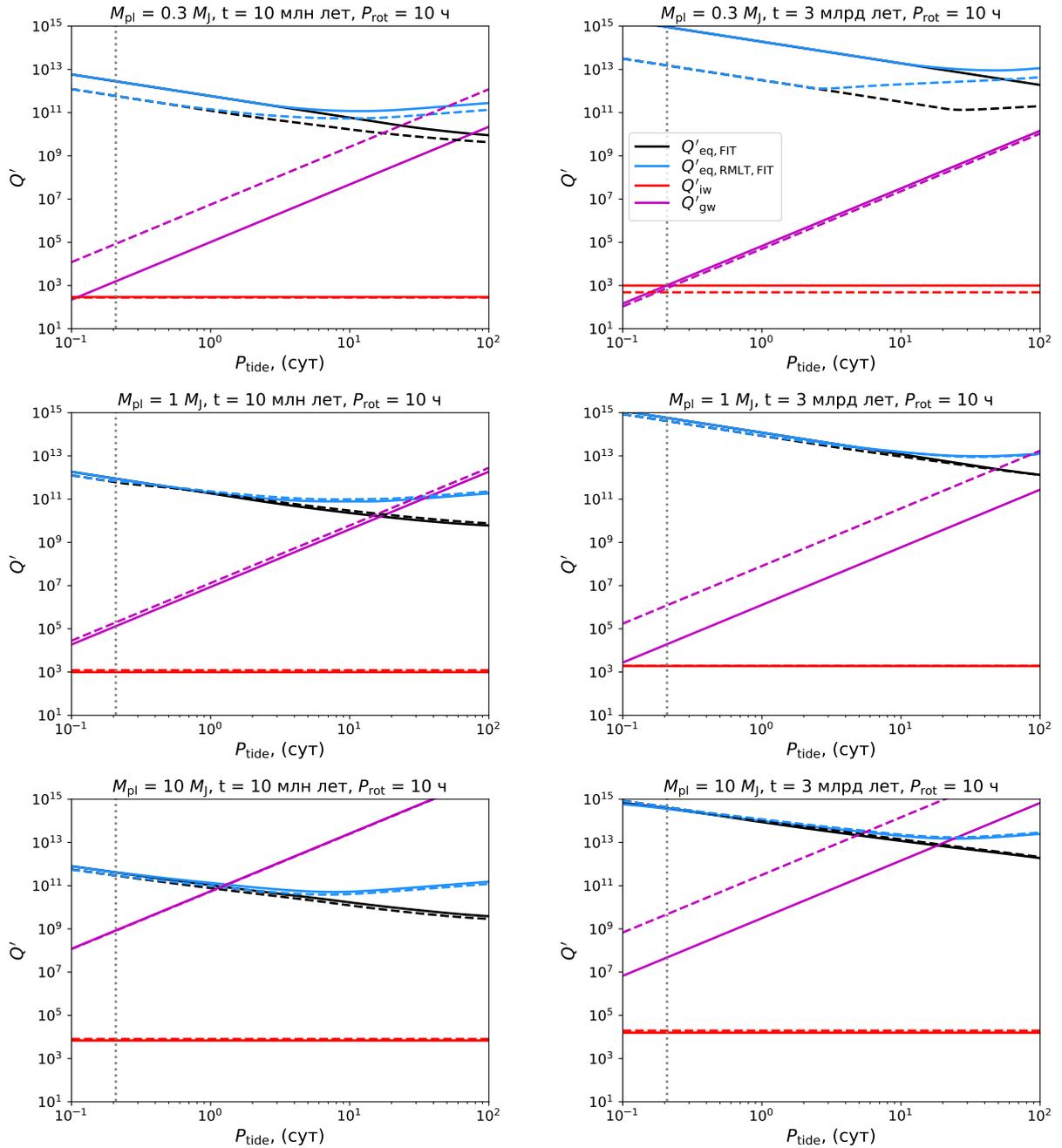


Рисунок 4.1 — Зависимость приливного фактора Q' для каждого из рассматриваемых механизмов от периода приливных возмущений P_{tide} . Сплошные и штриховые линии относятся к горячим ($F = 1000 F_{\oplus}$) и холодным ($F = F_{\oplus}$) моделям, соответственно. Масса планеты, период вращения и возраст указаны в верхней части каждого графика. Черная и синяя линии соответствуют равновесным приливам без учета и с учетом поправок в конвективные параметры, вызванных вращением. Красная и фиолетовая линии описывают инерциальные и гравитационные волны, соответственно. Серая пунктирная линия определяет минимальный для возбуждения инерциальных волн приливной период ($P_{\text{tide}} = P_{\text{rot}}/2$).

литропами Лейна-Эмдена с $n = 1$ и $n = 1.5$, отмеченными черной пунктирной и штриховой линиями, соответственно. Исключениями являются модели молодых маломассивных планет, чьи профили отмечены красным в верхней панели. Тем не менее, по мере остывания эти планеты приближаются к политропной модели с $n = 1$, и уже к 3 млрд лет их профили оказываются заметно более плоскими. Модели «горячих» планет, представленные штрих-пунктирными линиями, характеризуются большими градиентами плотности. При этом внутренняя структура более массивных планет, изображенных на нижней панели, ближе к политропе с $n = 1$ и менее чувствительна к возрасту и величине потока падающего излучения. Опираясь на рисунок 4.2, можно сделать вывод, что исследуемые в настоящей работе модели юпитеров могут с достаточной точностью быть аппроксимированы политропными решениями с $n = 1$ или $n = 1.5$. Для последних приливные факторы были вычислены в В20: для $n = 1$ ($n = 1.5$) $Q'_{iw} = 230.22 \omega_{\text{dyn}}^2 / \Omega_{\text{pl}}^2$ ($130.83 \omega_{\text{dyn}}^2 / \Omega_{\text{pl}}^2$), что в случае Юпитера дает $Q'_{iw} = 2558(1454)$. Эти значения находятся в согласии с данными рисунка 4.1, что также свидетельствует в пользу близости рассматриваемых планет к политропным моделям.

Гравитационные волны становятся более диссипативными с увеличением толщины лучистой оболочки. Наши модели показывают, что протяженность зоны лучистого переноса коррелирует с величиной падающего потока и возрастом и антикоррелирует с массой. При этом, согласно принятому формализму $Q'_{\text{gw}} \propto P_{\text{tide}}^{8/3}$, поэтому малым периодам приливных возмущений соответствует более эффективная диссипация.

4.3 Эволюция планетных приливных факторов

На рисунке 4.3 показана динамика изменения приливных факторов, соответствующих квазистационарным приливам (первая панель), инерциальным волнам (вторая панель) и гравитационным волнам (третья панель) для набора моделей горячих юпитеров разных масс. Здесь мы зафиксировали период приливных возмущений и период вращения на значениях $P_{\text{tide}} = 1$ сут и $P_{\text{rot}} = 10$ ч для того, чтобы более детально изучить зависимость диссипации от массы

и возраста. Выбор $P_{\text{rot}} = 10$ ч соответствует текущему вращению Юпитера, тем не менее, поскольку $Q'_{\text{iw}} \propto P_{\text{rot}}^2$, результаты могут быть пересчитаны и для других периодов вращения.

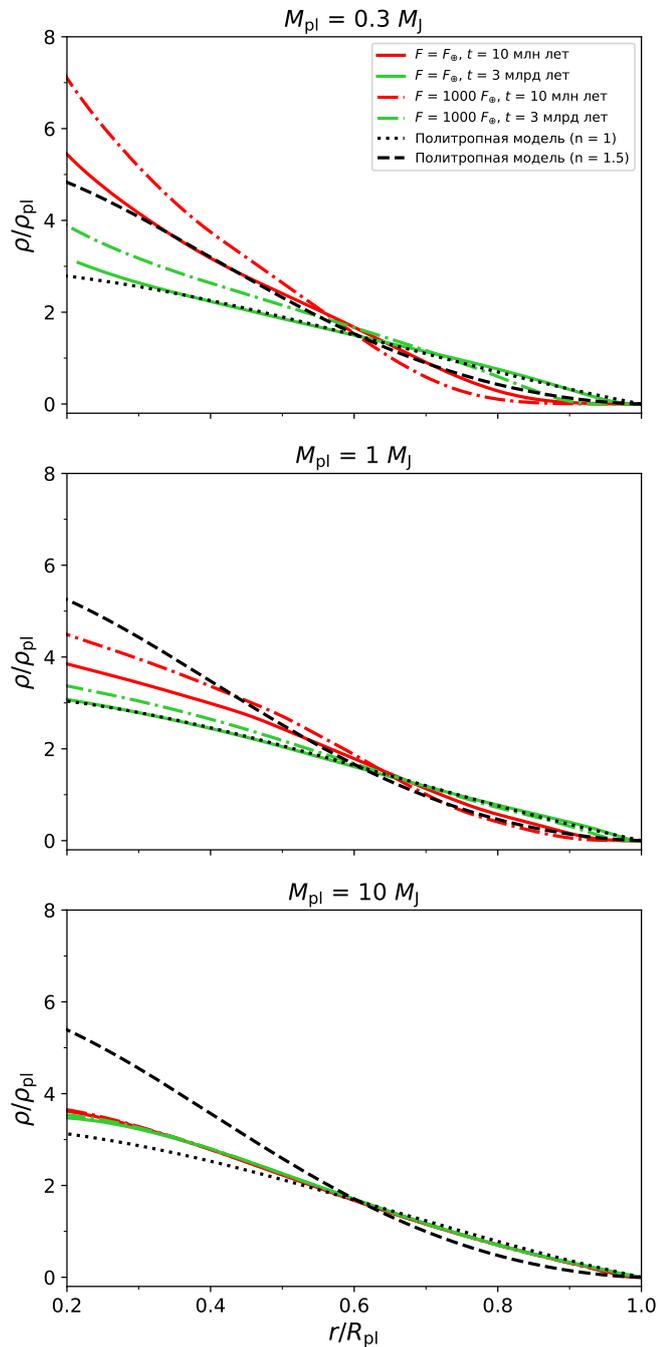


Рисунок 4.2 — Профили плотности газовых оболочек планет, изображенных на рисунке 4.1. Плотность нормирована на среднюю плотность, радиальная координата нормирована на радиус планеты. Сплошные (штрих-пунктирные) линии соответствуют «холодным» («горячим») моделям; красным (зеленым) цветом выделены модели с возрастом 3 млн лет (10 млрд лет). Черные штриховые и пунктирные линии иллюстрируют политропные модели с $n = 1$ и $n = 1.5$, соответственно.

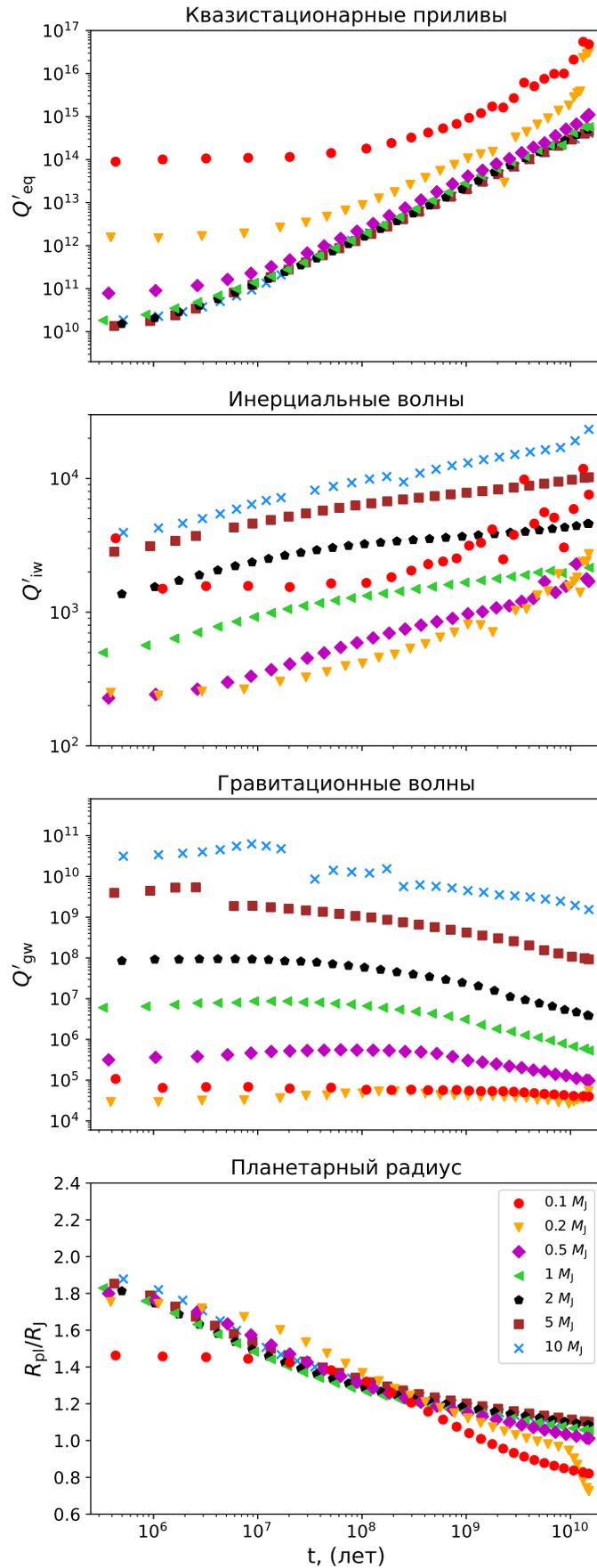


Рисунок 4.3 — Эволюция приливных факторов, соответствующих квазистационарным приливам (первая панель), инерциальным волнам (вторая панель) и гравитационным волнам (третья панель). Четвертая панель: эволюция планетного радиуса. Показаны модели горячих планет с периодом возмущений $P_{\text{tide}} = 1$ сут и периодом вращения $P_{\text{rot}} = 10$ ч.

Рисунок 4.3 показывает, что диссипация квазистационарных приливов в конвективной оболочке имеет слишком низкую эффективность и не способна повлиять на эволюцию орбитальных параметров или параметров вращения. Связанный с равновесными приливами фактор Q'_{eq} (на рисунке изображен модифицированный приливной фактор $Q'_{\text{eq,RMLT}}$) оказывается выше 10^{10} на протяжении всей жизни каждой из моделируемых планет. Данный результат дополняет сделанные в работе [87] выводы о неэффективности диссипации равновесных приливов в звездах, расширяя их на случай планетных моделей. Обращаем внимание, что величина Q'_{eq} увеличивается с возрастом, поскольку с охлаждением планет конвективные движения в них замедляются, а также вследствие уменьшения планетного радиуса.

Диссипация инерциальных волн, напротив, служит наиболее важным механизмом практически во всех рассматриваемых случаях при условии выполнения критерия возбуждения. При выбранном периоде вращения в 10 часов, Q'_{iw} находится в диапазоне между 10^2 и 2×10^4 , причем величина Q'_{iw} коррелирует с массой объекта. На второй панели рисунка 4.3 показано, что планеты постепенно становятся менее диссипативными с возрастом. Данная особенность не связана со структурными изменениями, а, скорее, отражает вызванное охлаждением уменьшение радиуса планеты, поскольку для фиксированного P_{rot} $Q'_{\text{iw}} \propto \omega_{\text{dyn}}^2 / \Omega_{\text{pl}}^2 \propto R_{\text{pl}}^{-3}$. Эволюция планетного радиуса продемонстрирована на нижней панели. Учитывая, что в большинстве случаев вращение планет со временем замедляется (это вызвано как приливным взаимодействием планеты со звездой, так и динамикой самой планеты), мы ожидаем, что инерциальные волны играют менее значимую роль в более позднюю эпоху.

С другой стороны, приливной фактор, связанный с диссипацией гравитационных волн, за миллиарды лет существования планеты не претерпевает существенных изменений, все время находясь в пределах одного порядка величины с учетом постоянной массы и периода приливных возмущений. Помимо сильной зависимости от P_{tide} ($Q'_{\text{gw}} \propto P_{\text{tide}}^{8/3}$), диссипация гравитационных волн очень чувствительна к массе планеты, охватывая шесть порядков величины для диапазона масс планет-гигантов. Это продемонстрировано на третьей панели рисунка 4.3. Аналогично инерциальным волнам, гравитационные волны диссипируют наиболее эффективно в маломассивных объектах, где Q'_{gw} может достигать 10^4 , в то время как наиболее массивных горячих юпитерах дисси-

память намного менее существенна. Напомним, что значение Q'_{gw} определяется коэффициентом \mathcal{G} , в определение которого входят радиус r_b и плотность ρ_b того слоя, где гравитационные волны образуются, то есть внутренней границы лучистой оболочки (см. уравнение (1.19)).

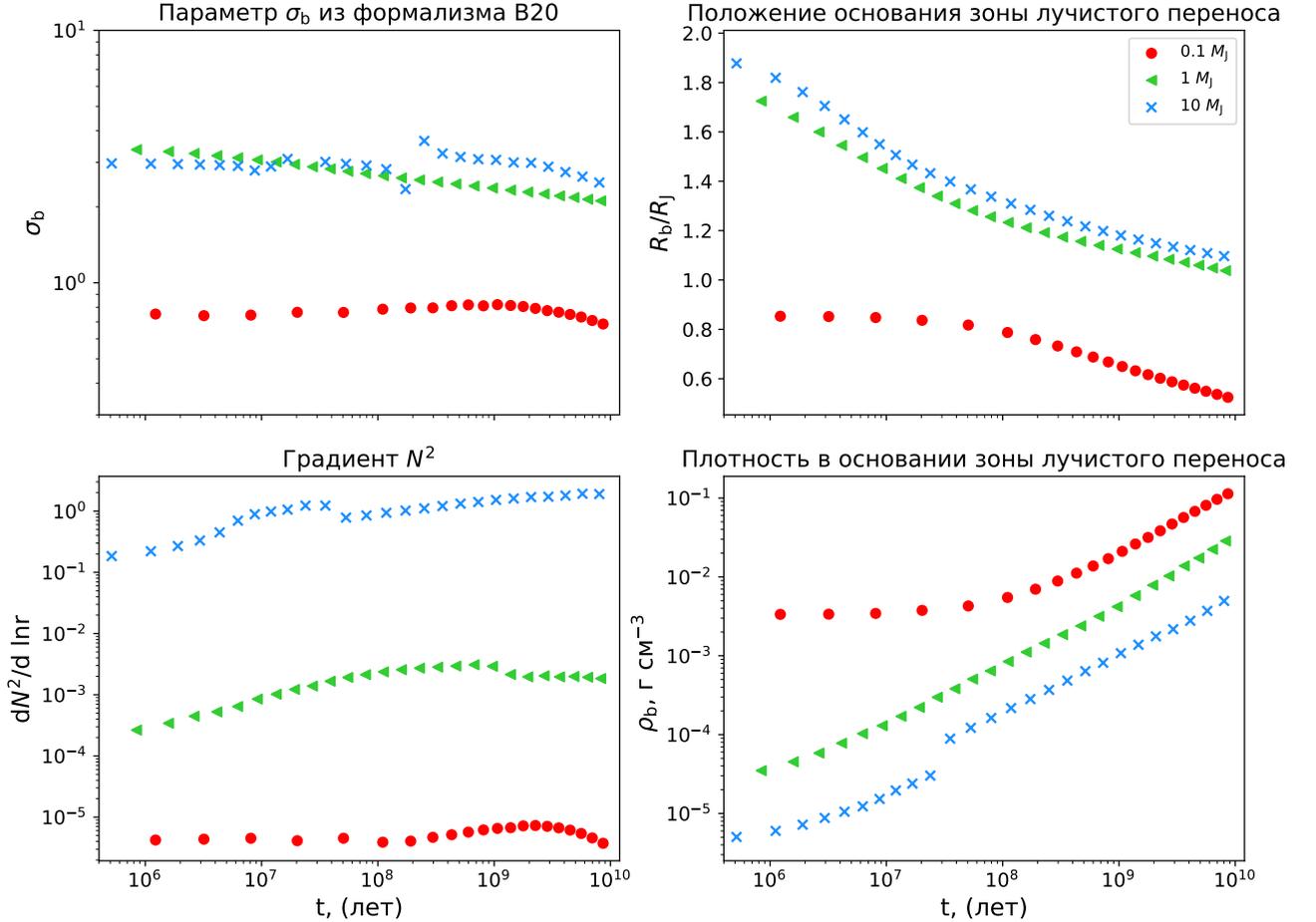


Рисунок 4.4 — Эволюция характеристик, определяющих величину Q'_{gw} согласно уравнениям (1.18) и (1.19). Используются модели горячих планет с $P_{\text{tide}} = 1$ сут.

Для того, чтобы выявить причины такой сильной зависимости Q'_{gw} от массы, на рисунке 4.4 мы представили динамику изменения характеристик, определяющих величину Q'_{gw} согласно уравнениям (1.18) и (1.19) для моделей с массами 0.1 , 1 и $10 M_J$, отмеченных красной, зеленой и синей линиями, соответственно. Нижняя и верхняя панели слева отображают $|d\mathcal{N}^2/d \ln r|_{r=r_b}$ и σ_b , в то время как нижняя и верхняя панели справа иллюстрируют r_b и ρ_b как функции возраста, соответственно. Как видно из рисунка 4.3, значение Q'_{gw} , полученное для планеты с $M_{\text{pl}} = 10 M_J$, в среднем на 3.5 порядка больше, чем для планеты с $M_{\text{pl}} = 1 M_J$. Обе модели характеризуются близкими значениями σ_b и

r_b . Один порядок разницы в Q'_{gw} связан с величиной $\left| d\mathcal{N}^2/d \ln r \right|_{r=r_b}$ (обращаем внимание, что эта производная возводится в степень $-1/3$ в уравнении (1.19)); половина порядка разницы определяется различием в ρ_b . Оставшийся фактор 10^2 возникает в результате присутствия M_{pl}^2 в уравнении (1.18). В то же время, уменьшение планетной массы с 1 до $0.1 M_J$ понижает Q'_{gw} в $\sim 50 - 100$ раз. Фактор ~ 4 возникает благодаря разным значениям $\left| d\mathcal{N}^2/d \ln r \right|_{r=r_b}$. Также можно заметить, что величина σ_b в случае маломассивной планеты существенно ниже, что приносит фактор ~ 3 в оценку Q'_{gw} . Дополнительный фактор ~ 4 (в момент $t \sim 1$ млрд лет) вызван величиной плотности ρ_b , и, наконец, фактор ~ 1.5 связан с комбинацией $r_b^5 R_{\text{pl}}/M_{\text{pl}}^2$. Учет всех вышеперечисленных факторов ведет к общей поправке в $\sim 50 - 10^2$ при переходе между моделями с $M_{\text{pl}} = 0.1 M_J$ и $M_{\text{pl}} = 1 M_J$, что находится в согласии данными по Q'_{gw} , приведенными на рисунке 4.3. Таким образом, можно сделать вывод, что сильная зависимость Q'_{gw} от массы обусловлена влиянием не одного, а сразу нескольких параметров.

4.4 Зависимость от величины падающего потока излучения

Величина потока излучения, падающего на планету, влияет на положение зон лучистого переноса и зон конвекции вблизи поверхности, что в конечном счете отражается в физических условиях тех слоев, в которых возникают и распространяются гравитационные волны. Это продемонстрировано на примере холодного и горячего юпитера на рисунке 4.5. Верхняя и средняя панели иллюстрируют эволюцию фактора диссипации инерциальных и гравитационных волн. На этих двух графиках синим кругам соответствует холодная планета с $F = F_{\oplus}$, в то время как красные треугольники относятся к горячей планете с $F = 1000 F_{\oplus}$. Можно заметить, что увеличение падающего потока незначительно (в пределах одного порядка величины) усиливает диссипацию инерциальных волн, что наиболее заметно в раннюю эпоху. В то же время степень облучения планеты звездой играет решающую роль в определении темпов диссипации гравитационных волн на протяжении большей части планетной эволюции. Так, в случае холодной модели величина Q'_{gw} увеличивается почти на 2 порядка (до

10^9) после 30 млн лет. В конечном счете, после 6 млрд лет темпы диссипации возвращаются к значениям, характерным для горячего юпитера.

Как показано на нижней панели рисунка 4.5, эти кардинальные изменения в Q'_{gw} напрямую связаны с положением и числом зон лучистого переноса вблизи поверхности в наших моделях. На этом графике изображено расстояние от основания зоны лучистого переноса до поверхности планеты в единицах планетного радиуса. Обратите внимание: чем ниже на графике точка, тем ближе соответствующая граница к поверхности. Одной из отличительных черт модели холодного юпитера является возникновение второй зоны лучистого переноса спустя 3 млн лет после его образования. Основанию нижней зоны, таким образом, соответствуют синие круги, а основанию верхней зоны, если она есть, соответствуют черные круги. Обе лучистые оболочки вносят вклад в диссипацию гравитационных волн. Итоговый приливной фактор оценивается через суммирование темпов диссипации в каждой из оболочек. Как было отмечено ранее, эффективность диссипации гравитационных волн определяется условиями в области их формирования, включая локальную плотность, которая вблизи поверхности имеет высокий градиент, поэтому возникновение второй лучистой оболочки не меняет итоговую оценку приливного фактора. Однако, через 30 млн лет происходит слияние двух конвективных оболочек, в результате чего остается одна зона лучистого переноса с основанием, гораздо более близким к поверхности, чем у горячего юпитера на тот же самый момент времени. Это ведет к тому, что амплитуда гравитационных волн существенно снижается, что отражается в резком увеличении Q'_{gw} , показанном на средней панели. В конечном счете, спустя 6 млрд лет, конвективная оболочка вновь разделяется на две отдельные области, возникает дополнительная зона лучистого переноса, и темпы затухания восстанавливаются примерно до уровня диссипации в горячем юпитере. Мы обнаружили, что возникновение второй зоны лучистого переноса в холодных моделях не зависит от химического состава (были проведены аналогичные исследования с моделями, где параметры `initial-Y` и `initial-Z` варьировались в диапазоне $[0.25, 0.28]$ и $[0.004, 0.03]$, соответственно, в которых динамика изменения Q'_{gw} качественно повторяла данные рисунка 4.5). Очевидно, что внутренняя структура планеты определяется заложенными в код MESA уравнениями состояния, поэтому вполне вероятно, что использование версии

MESA с обновленным или, наоборот, более старым набором уравнений состояния приведет к иным результатам.

Сравнение оценок приливного фактора между моделями с разной величиной падающего потока также приведено на рисунке 4.1, где сплошными и штриховыми линиями представлены, соответственно, горячие и холодные планеты. В позднюю эпоху диссипация гравитационных волн в горячих юпитерах с массой $M_{\text{pl}} = 1$ и $10 M_{\text{J}}$ протекает существенно более интенсивно, чем в холодных планетах той же массой. Напротив, для планеты с $M = 0.3 M_{\text{J}}$ зависимость Q'_{gw} от величины падающего потока наиболее существенна на ранней стадии эволюции. Кроме того, для этой планеты заметна также и вариация темпов диссипации квазистационарных приливов с изменением степени облучения поверхности, причем, в отличие от инерциальных волн, затухание более эффективно в холодных планетах, для которых оценка Q'_{eq} ниже.

При вычислении темпов диссипации гравитационных волн мы предположили, что в каждой зоне лучистого переноса есть слой, где эти волны образуются (в настоящей работе это основание каждой лучистой оболочки), причем волны не успевают, отразившись, вернуться к месту своего формирования, а вместо этого полностью затухают в процессе своего распространения. Данные допущения должны давать верхнюю оценку темпов диссипации. На самом деле, мы не можем быть абсолютно уверены в том, что в каждый момент времени и при любой амплитуде эти предположения будут выполняться. Полное затухание гравитационных волн может быть реализовано даже в рамках линейного режима диссипации, при котором главным механизмом является переизлучение энергии, запасенной в гравитационных волнах. Также нельзя забывать и об эффектах, связанных, например, с дифференциальным вращением или магнитными полями, которые могут способствовать более ускоренной диссипации. Также не остается до сих пор понятным, насколько возникновение двойных зон лучистого переноса является естественным следствием эволюции холодных планет, или же это артефакт, вызванный несовершенствами кода MESA, в частности, неточностями в описании уравнений состояния. Мы обнаружили, что при учете внутреннего прогрева звезды, вызванного приливной диссипацией или движением зарядов в среде с ненулевым сопротивлением (нагрев Джоуля), остается только одна лучистая оболочка. Так или иначе, стоит обратить внимание, что

перечисленные неопределенности означают большие неточности в определении Q'_{gw} , особенно в случае холодных моделей.

Суммируя все вышеизложенное, сделаем следующий вывод: затухание гравитационных волн может быть эффективным для горячих планет с протяженными стабильными зонами лучистого переноса, относительная глубина которых превышает один процент от радиуса планеты. В противном случае, инерциальные волны оказывают наибольшее влияние при выполнении условия $P_{\text{tide}} > P_{\text{rot}}/2$ за исключением, возможно, наименее массивных планет на поздних стадиях эволюции, для которых $Q'_{\text{iw}} > Q'_{\text{gw}}$.

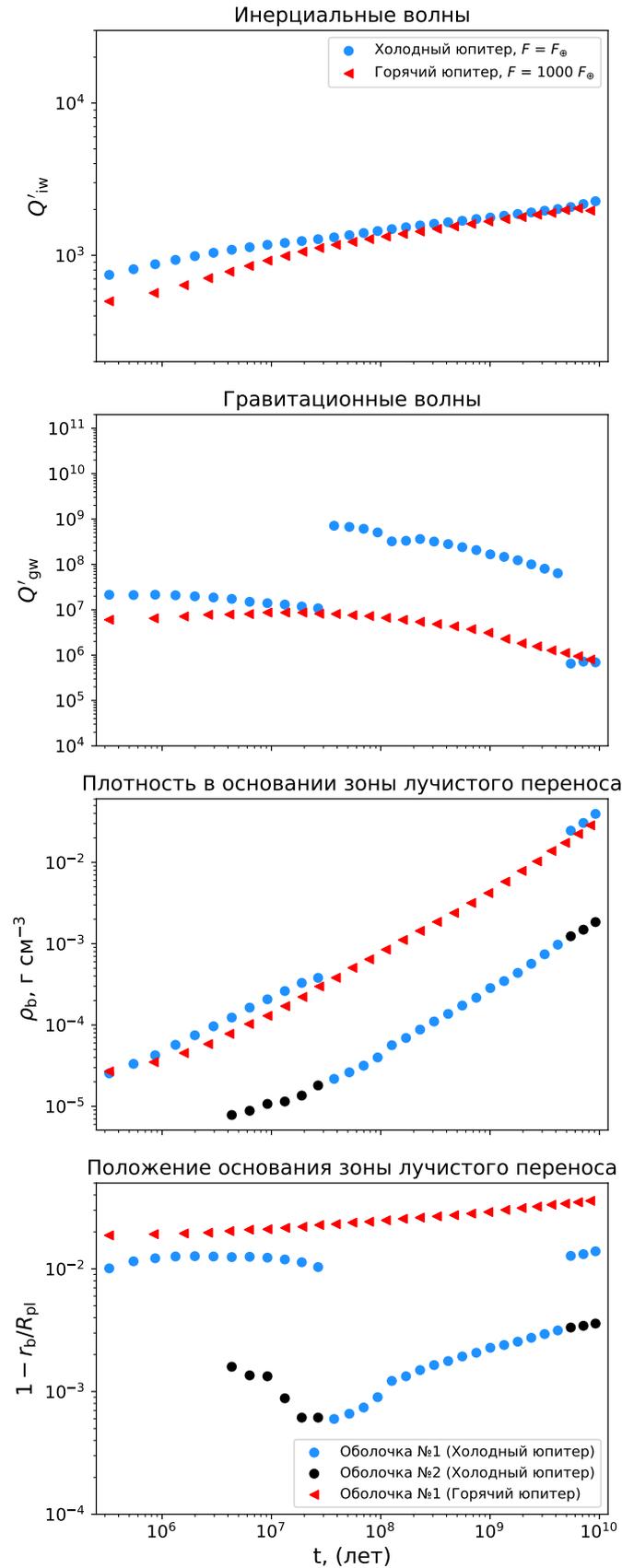


Рисунок 4.5 — Эволюция приливного фактора для инерциальных (верхняя панель) и гравитационных (средняя панель) волн в моделях холодного и горячего юпитеров, отмеченных синим и красным, соответственно. Нижняя панель: положение основания зоны лучистого переноса. Синие и черные круги относятся к оболочкам холодного юпитера; красные треугольники — к оболочке горячего юпитера.

4.5 Применение к наблюдаемым системам

Диссипация планетных приливов способна объяснить характерные особенности наблюдаемого распределения эксцентриситетов, самой важной из которых является систематический рост среднего эксцентриситета планеты с увеличением орбитального расстояния. Для того, чтобы это показать, мы сформировали выборку горячих и теплых планет-гигантов ($0.1 M_J < M_{\text{pl}} < 10 M_J$, $P_{\text{orb}} < 20$ сут), воспользовавшись данными NASA Exoplanet Archive (<https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>). Из общей выборки мы исключили системы с еще одной планетой в пределах $P_{\text{orb}} < 100$ сут, чтобы избежать случаев, когда вызванный взаимодействием планет рост эксцентриситета может превалировать над процессами, приводящими к циркуляризации. Наша основная выборка состоит из 162 систем с известными эксцентриситетами, эффективными температурами звезд, массами звезд и планет и планетными радиусами. Этот список был расширен путем включения еще восьми систем, а именно HAT-P-2, HAT-P-4, HD 118203, HD 149026, HD 189733, HD 209458, Kepler-91 и WASP-8, для которых нет оценки планетного радиуса, но есть данные по величине падающего потока излучения, позволяющие определить радиус при помощи уравнений (1.9)–(1.11). Дополнительно мы включили еще 136 систем, для которых есть только верхняя оценка эксцентриситета, лежащая ниже 0.1. Соответствующие планеты мы интерпретируем, как планеты на круговых орбитах ($e = 0$), и используем их при расчете относительного числа планет с некруговыми орбитами (то есть планет с $e > 0.1$).

Для каждой системы из нашего списка мы рассчитали время циркуляризации $\tau_{e,\text{pl}}$, согласно уравнению из [258]:

$$\tau_{e,\text{pl}} = \frac{4}{63} \frac{Q'_{\text{pl}}}{n} \frac{M_{\text{pl}}}{M_*} \left(\frac{a}{R_{\text{pl}}} \right)^5. \quad (4.1)$$

В этом уравнении мы полагаем $Q'_{\text{pl}} = Q'_{\text{iw}}$, поскольку, как было показано в ранее, в большинстве случаев именно инерциальные волны вносят основной вклад в общие темпы приливной диссипации в планетах. Приливной фактор Q'_{iw} может быть представлен в виде произведения двух компонент: структурного приливного фактора $Q'_{\text{iw},s}$ и параметра $\epsilon_{\Omega}^{-2} \equiv \left(\Omega_{\text{pl}} / \sqrt{GM_{\text{pl}}/R_{\text{pl}}^3} \right)^{-2}$. Для

наблюдаемых планет величина $Q'_{iw,s}$ оценивается путем интерполяции между нашими горячими моделями, показанными на рисунке 4.3. Обращаем внимание на то, что, поскольку при постоянной скорости вращения величина приливного фактора несущественно меняется во времени, большие неопределенности при оценке возраста наблюдаемых систем не приводят к большим неточностям в оценке $Q'_{iw,s}$. Значение параметра ϵ_Ω мы получаем, используя наблюдательные данные и полагая, что система синхронизована, то есть $\Omega_{pl} = n$ (ожидается, что синхронизация наступает существенно раньше циркуляризации).

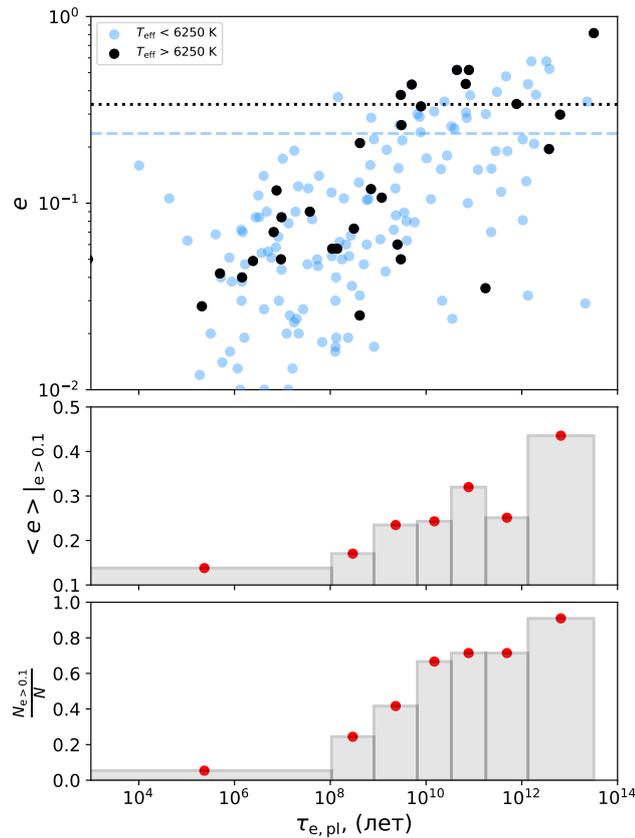


Рисунок 4.6 — Верхняя панель: распределение эксцентриситетов наблюдаемых горячих и теплых юпитеров в зависимости от времени циркуляризации, вычисленного при помощи оценок темпов диссипации инерциальных волн. Системы со звездами, находящимися выше (ниже) разрыва Крафта, отмечены черным (светло-синим). Синяя штриховая и черная пунктирная линии иллюстрируют средний эксцентриситет среди планет с $e > 0.1$ (т.н. планеты с некруговыми орбитами), обращающихся вокруг звезд ниже и выше разрыва Крафта, соответственно. Гистограмма на средней панели: распределение среднего эксцентриситета планет с некруговыми орбитами. Гистограмма на нижней панели: распределение доли планет с некруговыми орбитами по отношению к общему числу планет в каждом интервале.

На верхней панели рисунка 4.6 приведена диаграмма «эксцентриситет–время циркуляризации», на которой черным (светло-голубым) цветом отмечены планеты, обращающиеся вокруг звезд с эффективной температурой выше (ниже) 6250 К ($T_{\text{eff}} = 6250$ К соответствует т.н. разрыву Крафта, [259]). Как и ожидалось, эксцентриситеты увеличиваются с ростом времени циркуляризации, это особенно заметно среди систем с горячей звездой. Звезды, находящиеся выше разрыва Крафта, имеют более тонкую конвективную оболочку, что, в свою очередь, приводит к низкой эффективности приливной диссипации [87]. Таким образом, в системах с горячей звездой планетные приливы играют более значимую роль в контексте эволюции орбитальных параметров. Данная особенность имеет несколько наблюдаемых проявлений. Так, например, для горячих звезд средний угол между осью вращения и вектором орбитального момента выше, чем для холодных звезд [154; 260]. В своем исследовании мы приходим к аналогичным заключениям касательно средних значений эксцентриситета орбиты. Действительно, среди систем с $e > 0.1$, планеты, обращающиеся вокруг звезд выше (ниже) разрыва Крафта, имеют средний эксцентриситет $\bar{e} = 0.33$ ($\bar{e} = 0.24$). Как было отмечено выше, корреляция между эксцентриситетом и временем циркуляризации ярче выражена в системах с горячей звездой. Это может быть вызвано как тем, что диссипация приливов в холодных звездах дает немалый вклад в подавление эксцентриситетов (поэтому в случае холодных звезд реальная шкала времени циркуляризации должна учитывать и звездные приливы), так и тем, что для горячих звезд стадия ГП существенно короче, поэтому планеты вокруг них систематически моложе и, соответственно, в меньшей степени циркуляризованы.

В обзоре [158] было предположено, что существуют, как минимум, два канала формирования популяции горячих юпитеров, а именно миграция в протопланетном диске и миграция с высоким эксцентриситетом (основанная на механизме Козай-Лидова и взаимодействии планет друг с другом). В отличие от первого сценария, способствующего появлению горячих планет на круговых и околокруговых орбитах, миграция с высоким эксцентриситетом приводит к образованию динамически активных систем. До сих пор остается неясным, какой из механизмов доминирует. На рисунке 4.6 видны планеты на (около) круговых орбитах с временами циркуляризации, на несколько порядков превышающих возраст Вселенной. С высокой вероятностью, данные объекты изначально име-

ли низкие эксцентриситеты, что согласуется со сценарием дисковой миграции. Для того, чтобы проследить за процессом затухания эксцентриситетов, мы разделяем нашу выборку на объекты с $e > 0.1$ (планеты на некруговых орбитах) и объекты с $e < 0.1$ (планеты на круговых орбитах). Таким образом, юпитеры, изначально имеющие низкий эксцентриситет, должны попасть во вторую подвыборку, в то время как первая подвыборка будет соответствовать динамически активным системам, где на статистическом уровне будут более заметными тренды, связанные с влиянием приливных взаимодействий. Полный диапазон времени циркуляризации был разделен на семь интервалов, размер которых выбран так, чтобы в каждый интервал попадало приблизительно равное число объектов из первой подвыборки. Для каждого интервала был посчитан средний эксцентриситет среди планет на некруговых орбитах, а также относительная доля таких планет в общей выборке. Распределение этих двух характеристик показано, соответственно, на средней и нижней панелях рисунка 4.6. Из рисунка следует, что и средний эксцентриситет, и относительное число планет на некруговых орбитах увеличиваются с временем циркуляризации. Почти все планеты с $\tau_{e,pl} < 10^8$ лет являются круговыми. Данный результат согласуется с нашими первоначальными ожиданиями, основанными на предположении о доминировании планетных приливов в подавлении эксцентриситетов. В этой связи также очень важным является тот факт, что основной рост эксцентриситетов приходится на $\tau_{e,pl} \sim 1$ млрд лет, то есть динамика циркуляризации лучше всего проявляется среди тех объектов, для которых $\tau_{e,pl}$ становится сопоставимым с их характерным возрастом (средний возраст наблюдаемых систем порядка нескольких миллиардов лет). Все эти особенности говорят о существенной роли диссипации инерциальных волн в контексте формирования архитектуры популяции горячих и теплых юпитеров. С другой стороны, ни квазистационарные приливы, ни гравитационные волны не способны дать достаточные для объяснения статистики наблюдений темпы затухания эксцентриситета. Так, гравитационные волны за миллиарды лет жизни систем могут циркуляризовать лишь наиболее короткопериодические из наблюдаемых планет. Стоит отметить, что данные выводы получены без учета резонансных эффектов, дальнейшее изучение которых может привести к уточнению наших результатов [261].

Единственными планетами, для которых из наблюдений были оценены темпы планетной приливной диссипации, остаются планеты Солнечной систе-

мы. На основе анализа астрометрических данных Юпитера, Сатурна и их спутников в работах [188; 189] было получено $Q' = (1.59 \pm 0.25) \times 10^5$ для Юпитера и $Q' = (9.43 \pm 4.39) \times 10^3$ для Сатурна. В то же время, согласно нашим моделям при возрасте Солнечной системы, для этих планет $10^3 \lesssim Q'_{\text{iw}} \lesssim 10^4$ при $P_{\text{rot}} \approx 10$ ч (см. рисунки 4.1 и 4.3). Таким образом, в рамках формализма частотного усреднения инерциальные волны достаточно диссипативны, чтобы объяснить наблюдения. Напомним, что реальные темпы затухания могут на несколько порядков отличаться от оценки, полученной через усреднение по частоте приливных возмущений [85; 203], что позволяет предположить, что именно инерциальные волны диктуют орбитальную эволюцию спутников Юпитера и Сатурна (также см. [104; 212—214; 257]). Тем не менее необходима дальнейшая работа для более детального изучения этой гипотезы и уточнения границ применимости формализма частотного усреднения при моделировании приливной эволюции.

Приведенные выше наблюдательные оценки приливного фактора Юпитера и Сатурна могут быть объяснены и диссипацией гравитационных волн. С периодом вращения Сатурна ($P_{\text{rot}} = 0.44$ сут) и орбитальным периодом Энцелада ($P_{\text{orb}} = 1.37$ сут) наши модели дают $Q'_{\text{gw}} \sim 3 \times 10^3$. В свою очередь, величина Q'_{gw} , рассчитанная для Юпитера на современную эпоху, сильно зависит от величины падающего потока излучения. Принимая $P_{\text{rot}} = 0.41$ сут и $P_{\text{orb}} = 1.77$ сут (период вращения Юпитера и орбитальный период Ио, соответственно), мы получили $Q'_{\text{gw}} \sim 4 \times 10^4$ для модели горячей планеты и $Q'_{\text{gw}} \sim 2 \times 10^6$ для модели холодной планеты. Таким образом, наши достаточно грубые оценки темпов диссипации гравитационных волн не противоречат наблюдениям. Важным дальнейшим шагом на пути к устранению существующих неопределенностей станет учет стратификации ядер планет и возможного присутствия внутренних зон лучистого переноса (на основе работ [212—214; 257; 261—263]).

Глава 5. Обсуждение результатов¹

В настоящей работе мы представили расчеты орбитальной эволюции горячих юпитеров под действием приливных и магнитных взаимодействий и потери массы за счет фотоиспарения и заполнения полости Роша. В определенной степени наша миграционная модель представляет собой компиляцию подходов, описанных в [87], [114], [119] и [60], позволяющую нам затронуть разные аспекты эволюции систем с горячими юпитерами. В частности, наши симуляции предсказывают превращение горячего юпитера в горячий нептун в результате продолжительной фазы стабильной аккреции. Этот сценарий заслуживает внимания в контексте недавно обнаруженных объектов в области пустыни горячих нептун [264; 265]. Похожие результаты были получены в [60] и [127]. Однако, в отличие от вышеупомянутых исследований, в которых планета продолжает находиться на пределе Роша до тех пор, пока не будет потеряна большая часть газовой оболочки, наша модель допускает приостановку фазы заполнения полости Роша, когда темпы фотоиспарения превысят темпы перетекания. Изменения в соотношении между тепловыми потерями и аккрецией - не единственное отличие по отношению к работе [60]. В настоящем исследовании мы используем более сложный приливной формализм, который разделяет диссипацию равновесных приливов, инерциальных и гравитационных волн. Это нововведение вносит существенный вклад в общую картину миграции. Отметим, что в работе [60] не моделировалась орбитальная эволюция на стадии до НГП, а фаза стабильной аккреции начиналась при $t \sim 2$ млрд лет. В большинстве наших симуляций горячий юпитер достигает предела Роша вскоре после НГП (или даже до НГП) под действием диссипации инерциальных волн или при $t > 5$ млрд лет, когда становится возможным опрокидывание гравитационных волн. По данным [72; 198], взаимодействие приливных течений и конвекции существенно снижает вязкость, и, как следствие, диссипация равновесных приливов на стадии ГП малоэффективна. По этой причине мы реализуем другой механизм, магнитное взаимодействие, которое обеспечивает перенос углового момента в то время, когда динамические приливы не диссипируют.

¹Данная глава основана на работах (a1), (a2) и (a3) из списка публикаций по теме диссертации

На основе обновленной модели миграции нам удалось выявить, что диапазон траекторий планет в пространстве «масса–орбитальное расстояние» значительно шире, чем в предыдущих работах, при этом некоторые из наблюдаемых горячих нептунув могут быть связаны с первоначальной популяцией горячих юпитеров.

Как показано в нашей работе, диссипация гравитационных волн является эффективным механизмом миграции близких планет, и ее учет приводит к трансформации экзопланетной популяции. Таким образом, вывод [266] о том, что приливная миграция пренебрежимо мала по сравнению с миграцией внутри протопланетного диска, может быть справедливым только для звезд с конвективным ядром, для которых нет опрокидывания гравитационных волн на стадии ГП.

Результаты настоящей работы показывают, что ход орбитальной эволюции очень чувствителен к значению начальной угловой скорости вращения звезды. Так, горячие юпитеры в системах с быстрым ротатором достигают предела Роша до НПП, что приводит к крайне интенсивному перетеканию вещества, которое потенциально может привести к нарушению тепловой устойчивости и приливному разрушению. Напротив, системы с медленным ротатором остаются стабильными до начала опрокидывания гравитационных волн. Для таких систем фаза стабильной аккреции должна быть поздней и короткой. Только для планет, обращающихся вокруг умеренных ротаторов, стадия заполнения полости Роша является характерным и частым эпизодом эволюции. Выводы настоящей работы относительно миграции планет вокруг быстрых ротаторов согласуются с данными [54]. В частности, мы убедились, что судьба массивных планет вокруг быстро вращающихся звезд определяется их начальным положением относительно радиуса коротации. Так, планеты, расположенные за радиусом коротации, подвергаются интенсивной миграции наружу, что делает их стабильными даже после начала затухания гравитационных волн. Нам также удалось воспроизвести перемещение планет вблизи предела $P_{\text{orb}} = \frac{1}{2}P_{\text{rot}}$ вокруг раскручивающихся звезд на ранней стадии эволюции, описанное в [187]. Кроме того, мы установили, что горячие юпитеры, обращающиеся вокруг звезд с высоким показателем металличности, чаще подвержены активной миграции под действием диссипации динамических приливов, что не согласуется с выводами [187]. В качестве возможного объяснения можно отметить, что в работе [187]

интенсивность затухания инерциальных волн вычисляется на основе упрощенной двухслойной модели звезды при помощи соотношения из [86], в котором не учитываются неоднородности свойств в ядре и оболочке звезды, в то время как формализм B20, используемый нами, позволяет работать с более реалистичными моделями. Мы показали, что вероятность выпадения, как и относительная роль гравитационных волн, растет с показателем металличности. Для систем с повышенным содержанием металлов в звезде характерна более поздняя активная миграция, поэтому мы не можем подтвердить предположение из [187] о том, что наблюдаемая корреляция горячих юпитеров с показателем металличности звезды возникает вследствие более частых выпадений юпитеров на звезды с низким $[\text{Fe}/\text{H}]$. Наличие конвективного ядра в звездах с $M_* > 1.1M_\odot$ делает невозможным опрокидывание гравитационных волн, что резко снижает вероятность выпадения или заполнения полости Роша до окончания ГП, в соответствии с выводами из [80; 88].

Положение предела Роша, a_R , сильно влияет на динамику популяции горячих юпитеров. Чем больше a_R , тем раньше планеты заполняют свою полость Роша. Однако с удалением от звезды темпы перетекания заметно снижаются до тех пор, пока планета находится вне области возбуждения инерциальных волн. В настоящей работе мы предложили два альтернативных значения параметра f_p , определяющие границы диапазона возможных значений a_R . Сценарий, когда a_R находится близко к звездной поверхности, приводит к появлению полосы на диаграмме «масса планеты–орбитальный период», занятой планетами, находящимися на стадии стабильной аккреции (см. левую панель рисунка 3.4). Важно отметить, что на сегодняшний день не найдено планет, находящихся в соответствующей области диаграммы. Чтобы объяснить данное расхождение симуляции и наблюдений, необходимо либо увеличить средний возраст популяции, либо ограничить стабильность фазы заполнения полости Роша. В свою очередь в модели с увеличенным a_R распределение планет непрерывно и согласуется с выборкой обнаруженных горячих юпитеров. Действительно, среди наблюдаемых планет очень мало объектов с $M_{pl} \sim 0.5 M_J$ при $P_{orb} < 2.5$ сут, что соответствует внутренней границе нашего синтетического распределения на правой панели рисунка 3.4. В то же время приливные и магнитные взаимодействия формируют верхнюю часть диаграммы, приводя к дефициту планет-гигантов с $M_{pl} > 4 M_J$.

Наши оценки современных темпов выпадения на несколько порядков ниже, чем в работе Мецгера [144]. Один порядок величины, предположительно, объясняется различием в подходах к описанию приливного взаимодействия. Расчеты исследования [144] основаны на применении постоянного приливного фактора. Данный подход переоценивает темпы слияний. Оставшееся расхождение, вероятно, является результатом предположений, сделанных в работе [144] при экстраполяции полученных результатов. Напомним, что, в отличие от вышеуказанного исследования, мы не рассматриваем всю Галактику целиком. Вместо этого мы фокусируем внимание на тонком диске, где выше средний показатель металличности, как и ожидаемая эффективность образования горячих юпитеров. Кроме того, в исследовании (a1) мы ограничиваемся изучением звезд в диапазоне масс от 0.6 до 1.3 M_{\odot} . Разница в рассматриваемом диапазоне звездных и планетных параметров также является основной причиной расхождений между нашими результатами и значениями из работы [267].

Сравнивая дисперсии скоростей звезд с горячими юпитерами и звезд поля из Gaia Data Release 2, Хамер и Шлауфман сделали вывод, что первые систематически моложе [268]. Уменьшение доли звезд с горячим юпитером с возрастом также было обнаружено в [269]. В главе 3 было показано, что больше половины систем с горячими юпитерами остаются стабильными до конца ГП. Результаты [268] и [269] во многом могут быть обусловлены недостаточной выборкой звезд с горячими юпитерами. Тем не менее, звезды с горячими юпитерами могут быть действительно моложе остальных звезд, так как содержание металлов, от которого зависит вероятность образования массивных планет, уменьшается с возрастом [270]. В рамках наших популяционных моделей данный эффект можно получить, сместив распределение начального периода вращения звезды в сторону больших значений, в результате чего повысится вероятность приливного разрушения или трансформации в горячий нептун до начала ГП. Отметим, что при проведении популяционного синтеза мы предполагаем, что распределения начального периода вращения произвольных звезд и звезд с горячими юпитерами совпадают. В действительности, образование планет, в особенности массивных, у быстрых ротаторов может быть затруднено. Наблюдательная статистика демонстрирует дефицит планет вокруг быстро вращающихся звезд, что говорит в пользу данного объяснения [231].

В главе 4 мы показали, что диссипация инерциальных волн в конвективной оболочке планет достаточно эффективна, чтобы привести к циркуляризации значительного числа горячих юпитеров за $\leq 10^9$ лет. Данный результат подтверждает общепринятые представления о роли планетных приливов в динамике короткопериодических систем с экзопланетами [97; 271].

Наши оценки приливных факторов согласуются с результатами, полученными в [188; 189] путем обработки астрометрических данных Юпитера, Сатурна и их спутников, причем это справедливо как для инерциальных, так и для гравитационных волн. В недавнем исследовании [78] путем анализа распределения эксцентриситетов наблюдаемых газовых планет-гигантов было получено $Q' = 10^{5 \pm 0.5}$ для $P_{\text{tide}} \in [0.8, 7]$ сут, при этом не было обнаружено явной зависимости приливного фактора от периода приливных возмущений. Предполагая спин-орбитальную синхронизацию (т.е. $P_{\text{tide}} = P_{\text{orb}} = P_{\text{rot}}$), мы ожидаем $Q'_{\text{iw}} \approx 10^{3.5}$, $10^{4.5}$ и $10^{5.5}$ для $P_{\text{tide}} = 0.8$, 2.4 и 7 сут, соответственно. Таким образом, для $P_{\text{tide}} > 2.4$ сут мы подтверждаем найденное ограничение. Наши результаты предполагают более эффективную диссипацию в случае самых короткопериодических планет, однако это несоответствие может быть вызвано применением формализма частотного усреднения в настоящем исследовании или использованием фиксированного планетного радиуса в исследовании [78].

Заключение

В настоящей работе мы исследуем орбитальную эволюцию горячих юпитеров, обращающихся вокруг солнцеподобных звезд. В главе 1 был описан разработанный нами алгоритм, который в главе 2 был применен для моделирования миграции экзопланет в зависимости от комбинации различных условий. На основе полученных данных было проведено исследование эволюции популяции горячих юпитеров (глава 3). В главе 4 мы впервые расширили использование формализма приливной диссипации из работы [87], показав его применимость для случая планетных моделей. Это позволило нам изучить влияние планетных приливов на динамику эволюции экзопланет.

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Впервые разработан алгоритм, позволяющий моделировать орбитальную эволюцию экзопланет под действием трех типов приливов (квазистационарные приливы, инерциальные волны, гравитационные волны), магнитного взаимодействия и потери планетой вещества (в рамках фотоиспарения и стабильной аккреции). При помощи данного алгоритма были проведены симуляции орбитальной эволюции систем с различными значениями параметров, задающих их начальное состояние и особенности изучаемых взаимодействий. Мы показали, что каждый из перечисленных выше процессов при определенных условиях способен давать доминирующий вклад в динамику системы «звезда-планета». В частности, было установлено, что учет диссипации гравитационных волн существенно повышает вероятность выпадения планеты или заполнения ею полости Роша за время жизни звезды на главной последовательности. Особенно заметно это на фоне звезд с конвективными ядрами, для которых затухание гравитационных волн не может проходить в рамках режима опрокидывания. Относительная роль инерциальных и гравитационных волн определяется начальным вращением родительской звезды. В то время, когда динамические приливы в звезде главной последовательности не диссипируют, миграция происходит благодаря магнитному взаимодействию, которое обеспечивает перенос

- углового момента при заполнении планетой полости Роша, регулируя стабильную аккрецию;
2. Проведенные симуляции позволили нам изучить динамику популяции горячих юпитеров. Синтезированные модели (модели 1 и 2) успешно воспроизводят высокое число обнаруженных юпитеров с периодом 3 сут и верхнюю границу наблюдаемого распределения на диаграмме «масса–орбитальный период», одна из моделей (модель 2) качественно воспроизводит левую нижнюю границу распределения. Получена статистика выпадений и заполнения полости Роша;
 3. Используемый ранее формализм для расчета темпов приливной диссипации в звездах был впервые применен при изучении моделей планет-гигантов. Нами было установлено, что в большинстве случаев инерциальные волны диссипируют наиболее эффективно. Получена следующая калибровка соответствующего приливного фактора $Q'_{iw} \sim 10^3(P_{\text{rot}}/10 \text{ ч})^2$, где P_{rot} – период вращения планеты. В отличие от инерциальных волн, затухание гравитационных волн очень чувствительно к массе планеты и становится эффективным лишь для наименее массивных газовых планет при малом периоде приливного возмущения P_{tide} . Вычисленные нами темпы диссипации инерциальных волн были использованы для расчета времени циркуляризации $\tau_{e,pl}$ наблюдаемых горячих юпитеров. Была обнаружена корреляция эксцентриситета и доли планет на некруговых орбитах с временем циркуляризации. Эта корреляция особенно заметна при $\tau_{e,pl} \sim 10^9$ лет, то есть когда $\tau_{e,pl}$ становится по порядку равным среднему возрасту наблюдаемых горячих юпитеров. Эти данные позволяют нам полагать, что подавление эксцентриситетов в системах с горячим юпитером обусловлено действием инерциальных волн в конвективной оболочке планеты.

Подход, описанный в главе 1, основан на ряде предположений, которые нуждаются в проверке и обосновании. Среди них наиболее важным, пожалуй, является использование постоянного значения параметра χ , определяющего перенос углового момента при потере вещества. Как показано в разделе 2.4, от данного параметра зависят как оценки массы и положения планеты в заданный момент времени, так и условие стабильности аккреции при заполнении полости Роша. В действительности, мы ожидаем, что χ является функцией других пе-

ременных, таких как орбитальное расстояние, падающий на планету поток и интенсивность звездного ветра. Величина χ , характерная для теплового истечения, может оказаться ниже, чем при заполнении полости Роша, хотя вряд ли равна нулю для короткопериодических планет [225; 228]. Для прояснения этого вопроса требуется дальнейшее гидродинамическое моделирование.

Кроме того, мы не учитываем влияние магнитного поля на темпы фотоиспарения. Считается, что мощное магнитное поле способно удерживать вещество в области закрытых силовых линий поля, препятствуя тепловому истечению [229], однако, согласно некоторым данным (см., например, [272]), высокие темпы фотоиспарения ожидаются и в случае с планетами, генерирующими мощные магнитные поля.

Наконец, предполагая, что горячие юпитеры оказываются на близких круговых орбитах сразу после диссипации протопланетного диска, мы делаем выбор в пользу тех теорий образования планет, согласно которым основная миграция горячих юпитеров приходится на стадию их формирования. Существует и другая гипотеза, которая объясняет близкое расположение этих планет в рамках сценария с взаимодействующими юпитерами и миграцией Козаи [59; 149—151]. В действительности происхождение близких газовых гигантов может быть бимодальным. Как обсуждалось в [158], ни одна из существующих на сегодня теорий не способна объяснить все характерные наблюдательные особенности горячих юпитеров. Таким образом, настоящая работа проливает свет на динамику лишь определенной части наблюдаемой популяции. Необходимы дальнейшие исследования, чтобы выявить значимость каждого механизма образования на фоне наблюдаемой выборки горячих юпитеров.

В дальнейшем мы собираемся усовершенствовать нашу модель, рассмотрим некруговые орбиты с ненулевым наклоном. Также заслуживает внимания изучение орбит вокруг проэволюционировавших звезд. Для решения поставленных задач будет необходимо воспользоваться полученными в главе 4 темпами диссипации планетных приливов. Помимо этого, мы хотим модифицировать модели популяции горячих юпитеров путем рассмотрения более сложных и реалистичных историй звездообразования и начальных функций распределения масс (см., например, [273]). Также стоит изучить возможную корреляцию вероятности образования горячего юпитера с массой звезды [274]. Мы надеемся, что, выйдя на новый уровень, наше исследование привлечет особое внимание к

популяционному синтезу горячих юпитеров. Объединение моделей образования планет с моделями миграции может стать важным шагом на пути к построению теории планетной эволюции.

Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю, Попову Сергею Борисовичу, за помощь, оказанную при постановке задач, сборе информации и подготовке публикаций. Также автор благодарит Адриана Баркера за предоставленный алгоритм для расчета приливной диссипации в звездах, а также помощь при подготовке публикации; Антуана Стругарека и Виктора Ревилля за ценные указания касательно моделирования магнитного взаимодействия и доступ к коду `starAML`; Сета Госсэйджа за предоставленные `inlist`-файлы, позволяющие моделировать эволюцию вращения звезды.

Список литературы

1. *Mayor M., Queloz D.* A Jupiter-mass companion to a solar-type star // *Nature*. — 1995. — Ноябрь. — Т. 378, № 6555. — С. 355—359. — DOI: [10.1038/378355a0](https://doi.org/10.1038/378355a0).
2. The Exoplanet Population Observation Simulator. I. The Inner Edges of Planetary Systems / G. D. Mulders [и др.] // *AJ*. — 2018. — Июль. — Т. 156, № 1. — С. 24. — DOI: [10.3847/1538-3881/aac5ea](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aac5ea). — arXiv: [1805.08211](https://arxiv.org/abs/1805.08211) [[astro-ph.EP](#)].
3. *Ida S., Lin D. N. C.* Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. I. A Desert in the Mass and Semimajor Axis Distributions of Extrasolar Planets // *ApJ*. — 2004. — Март. — Т. 604, № 1. — С. 388—413. — DOI: [10.1086/381724](https://doi.org/10.1086/381724). — arXiv: [astro-ph/0312144](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0312144) [[astro-ph](#)].
4. *Mordasini C., Alibert Y., Benz W.* Extrasolar planet population synthesis. I. Method, formation tracks, and mass-distance distribution // *A&A*. — 2009. — Июль. — Т. 501, № 3. — С. 1139—1160. — DOI: [10.1051/0004-6361/200810301](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810301). — arXiv: [0904.2524](https://arxiv.org/abs/0904.2524) [[astro-ph.EP](#)].
5. Extrasolar planet population synthesis. II. Statistical comparison with observations / C. Mordasini [и др.] // *A&A*. — 2009. — Июль. — Т. 501, № 3. — С. 1161—1184. — DOI: [10.1051/0004-6361/200810697](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810697). — arXiv: [0904.2542](https://arxiv.org/abs/0904.2542) [[astro-ph.EP](#)].
6. Planet Population Synthesis / W. Benz [и др.] // *Protostars and Planets VI* / под ред. Н. Beuther [и др.]. — Янв. 2014. — С. 691. — DOI: [10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch030](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch030). — arXiv: [1402.7086](https://arxiv.org/abs/1402.7086) [[astro-ph.EP](#)].
7. *Schlaufman K. C.* Evidence of an Upper Bound on the Masses of Planets and Its Implications for Giant Planet Formation // *ApJ*. — 2018. — Янв. — Т. 853, № 1. — С. 37. — DOI: [10.3847/1538-4357/aa961c](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa961c). — arXiv: [1801.06185](https://arxiv.org/abs/1801.06185) [[astro-ph.EP](#)].
8. *Perri F., Cameron A. G. W.* Hydrodynamic Instability of the Solar Nebula in the Presence of a Planetary Core // *Icarus*. — 1974. — Август. — Т. 22, № 4. — С. 416—425. — DOI: [10.1016/0019-1035\(74\)90074-8](https://doi.org/10.1016/0019-1035(74)90074-8).

9. Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas / J. B. Pollack [и др.] // *Icarus*. — 1996. — Ноябрь. — Т. 124, № 1. — С. 62—85. — DOI: [10.1006/icar.1996.0190](https://doi.org/10.1006/icar.1996.0190).
10. *Hubickyj O., Bodenheimer P., Lissauer J. J.* Accretion of the gaseous envelope of Jupiter around a 5–10 Earth-mass core // *Icarus*. — 2005. — Дек. — Т. 179, № 2. — С. 415—431. — DOI: [10.1016/j.icarus.2005.06.021](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2005.06.021).
11. *Mamajek E. E.* Initial Conditions of Planet Formation: Lifetimes of Primordial Disks // *Exoplanets and Disks: Their Formation and Diversity*. Т. 1158 / под ред. Т. Usuda, М. Tamura, М. Ishii. — Август. 2009. — С. 3—10. — (American Institute of Physics Conference Series). — DOI: [10.1063/1.3215910](https://doi.org/10.1063/1.3215910). — arXiv: [0906.5011](https://arxiv.org/abs/0906.5011) [[astro-ph.EP](#)].
12. *Whipple F. L.* On certain aerodynamic processes for asteroids and comets // *From Plasma to Planet* / под ред. А. Elvius. — Январь. 1972. — С. 211.
13. *Weidenschilling S. J.* Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. // *MNRAS*. — 1977. — Июль. — Т. 180. — С. 57—70. — DOI: [10.1093/mnras/180.2.57](https://doi.org/10.1093/mnras/180.2.57).
14. *Brauer F., Dullemond C. P., Henning T.* Coagulation, fragmentation and radial motion of solid particles in protoplanetary disks // *A&A*. — 2008. — Март. — Т. 480, № 3. — С. 859—877. — DOI: [10.1051/0004-6361:20077759](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077759). — arXiv: [0711.2192](https://arxiv.org/abs/0711.2192) [[astro-ph](#)].
15. *Birnstiel T., Klahr H., Ercolano B.* A simple model for the evolution of the dust population in protoplanetary disks // *A&A*. — 2012. — Март. — Т. 539. — A148. — DOI: [10.1051/0004-6361/201118136](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118136). — arXiv: [1201.5781](https://arxiv.org/abs/1201.5781) [[astro-ph.EP](#)].
16. The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals? II. Introducing the bouncing barrier / А. Zsom [и др.] // *A&A*. — 2010. — Апрель. — Т. 513. — A57. — DOI: [10.1051/0004-6361/200912976](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912976). — arXiv: [1001.0488](https://arxiv.org/abs/1001.0488) [[astro-ph.EP](#)].
17. *Dominik C., Dullemond C.* The bouncing barrier revisited: Impact on key planet formation processes and observational signatures // arXiv e-prints. — 2023. — Дек. — arXiv:2312.06000. — DOI: [10.48550/arXiv.2312.06000](https://doi.org/10.48550/arXiv.2312.06000). — arXiv: [2312.06000](https://arxiv.org/abs/2312.06000) [[astro-ph.EP](#)].

18. *Dominik C., Tielens A. G. G. M.* The Physics of Dust Coagulation and the Structure of Dust Aggregates in Space // *ApJ*. — 1997. — Май. — Т. 480, № 2. — С. 647—673. — DOI: [10.1086/303996](https://doi.org/10.1086/303996).
19. *Dullemond C. P., Dominik C.* Dust coagulation in protoplanetary disks: A rapid depletion of small grains // *A&A*. — 2005. — Май. — Т. 434, № 3. — С. 971—986. — DOI: [10.1051/0004-6361:20042080](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042080). — arXiv: [astro-ph/0412117](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0412117) [[astro-ph](#)].
20. Electrostatic Barrier Against Dust Growth in Protoplanetary Disks. I. Classifying the Evolution of Size Distribution / S. Okuzumi [и др.] // *ApJ*. — 2011. — Апр. — Т. 731, № 2. — С. 95. — DOI: [10.1088/0004-637X/731/2/95](https://doi.org/10.1088/0004-637X/731/2/95). — arXiv: [1009.3199](https://arxiv.org/abs/1009.3199) [[astro-ph.EP](#)].
21. Planet formation around Intermediate-mass stars I: Different disc evolutionary pathways as a function of stellar mass / M. P. Ronco [и др.] // arXiv e-prints. — 2023. — Ноябрь. — arXiv:2311.03934. — DOI: [10.48550/arXiv.2311.03934](https://doi.org/10.48550/arXiv.2311.03934). — arXiv: [2311.03934](https://arxiv.org/abs/2311.03934) [[astro-ph.EP](#)].
22. *Qiao L., Coleman G. A. L., Haworth T. J.* Planet formation via pebble accretion in externally photoevaporating discs // *MNRAS*. — 2023. — ИЮНЬ. — Т. 522, № 2. — С. 1939—1950. — DOI: [10.1093/mnras/stad944](https://doi.org/10.1093/mnras/stad944). — arXiv: [2303.15177](https://arxiv.org/abs/2303.15177) [[astro-ph.EP](#)].
23. *Boss A. P.* Giant planet formation by gravitational instability. // *Science*. — 1997. — ЯНВ. — Т. 276. — С. 1836—1839. — DOI: [10.1126/science.276.5320.1836](https://doi.org/10.1126/science.276.5320.1836).
24. Formation of Giant Planets by Fragmentation of Protoplanetary Disks / L. Mayer [и др.] // *Science*. — 2002. — Ноябрь. — Т. 298, № 5599. — С. 1756—1759. — DOI: [10.1126/science.1077635](https://doi.org/10.1126/science.1077635). — arXiv: [astro-ph/0301088](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0301088) [[astro-ph](#)].
25. *Baehr H.* Filling in the gaps: can gravitationally unstable discs form the seeds of gas giant planets? // *MNRAS*. — 2023. — АВГ. — Т. 523, № 3. — С. 3348—3362. — DOI: [10.1093/mnras/stad1564](https://doi.org/10.1093/mnras/stad1564). — arXiv: [2305.11336](https://arxiv.org/abs/2305.11336) [[astro-ph.EP](#)].
26. *Miret-Roig N.* The origin of free-floating planets // *Ap&SS*. — 2023. — Март. — Т. 368, № 3. — С. 17. — DOI: [10.1007/s10509-023-04175-5](https://doi.org/10.1007/s10509-023-04175-5). — arXiv: [2303.05522](https://arxiv.org/abs/2303.05522) [[astro-ph.EP](#)].

27. *Portegies Zwart S., Hochart E.* The origin and evolution of wide Jupiter Mass Binary Objects in young stellar clusters // arXiv e-prints. — 2023. — Дек. — arXiv:2312.04645. — DOI: [10.48550/arXiv.2312.04645](https://doi.org/10.48550/arXiv.2312.04645). — arXiv: [2312.04645](https://arxiv.org/abs/2312.04645) [[astro-ph.EP](#)].
28. *Forgan D., Rice K.* Towards a population synthesis model of objects formed by self-gravitating disc fragmentation and tidal downsizing // MNRAS. — 2013. — ИЮЛЬ. — Т. 432, № 4. — С. 3168–3185. — DOI: [10.1093/mnras/stt672](https://doi.org/10.1093/mnras/stt672). — arXiv: [1304.4978](https://arxiv.org/abs/1304.4978) [[astro-ph.EP](#)].
29. Towards a population synthesis model of self-gravitating disc fragmentation and tidal downsizing II: the effect of fragment-fragment interactions / D. H. Forgan [и др.] // MNRAS. — 2018. — Март. — Т. 474, № 4. — С. 5036–5048. — DOI: [10.1093/mnras/stx2870](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2870). — arXiv: [1711.01133](https://arxiv.org/abs/1711.01133) [[astro-ph.EP](#)].
30. *Müller S., Helled R., Mayer L.* On the Diversity in Mass and Orbital Radius of Giant Planets Formed via Disk Instability // ApJ. — 2018. — Февр. — Т. 854, № 2. — С. 112. — DOI: [10.3847/1538-4357/aaa840](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaa840). — arXiv: [1801.03384](https://arxiv.org/abs/1801.03384) [[astro-ph.EP](#)].
31. *Alessi M., Pudritz R. E.* Formation of planetary populations - I. Metallicity and envelope opacity effects // MNRAS. — 2018. — АБГ. — Т. 478, № 2. — С. 2599–2617. — DOI: [10.1093/mnras/sty1170](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1170). — arXiv: [1804.01148](https://arxiv.org/abs/1804.01148) [[astro-ph.EP](#)].
32. *Chambers J.* Planet Formation: An Optimized Population-synthesis Approach // ApJ. — 2018. — СЕНТ. — Т. 865, № 1. — С. 30. — DOI: [10.3847/1538-4357/aada09](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aada09). — arXiv: [1808.03293](https://arxiv.org/abs/1808.03293) [[astro-ph.EP](#)].
33. Formation of wide-orbit giant planets in protoplanetary disks with a decreasing pebble flux / N. Gurrutxaga [и др.] // A&A. — 2024. — Февр. — Т. 682. — А43. — DOI: [10.1051/0004-6361/202348020](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202348020). — arXiv: [2311.04365](https://arxiv.org/abs/2311.04365) [[astro-ph.EP](#)].
34. *Savvidou S., Bitsch B.* How to make giant planets via pebble accretion // A&A. — 2023. — НОЯБ. — Т. 679. — А42. — DOI: [10.1051/0004-6361/202245793](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245793). — arXiv: [2309.03807](https://arxiv.org/abs/2309.03807) [[astro-ph.EP](#)].

35. *Danti C., Bitsch B., Mah J.* Composition of giant planets: The roles of pebbles and planetesimals // *A&A.* — 2023. — Ноябрь. — Т. 679. — С. L7. — DOI: [10.1051/0004-6361/202347501](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202347501). — arXiv: [2310.02886](https://arxiv.org/abs/2310.02886) [[astro-ph.EP](#)].
36. *Kessler A., Alibert Y.* The interplay between pebble and planetesimal accretion in population synthesis models and its role in giant planet formation // *A&A.* — 2023. — ИЮНЬ. — Т. 674. — A144. — DOI: [10.1051/0004-6361/202245641](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245641). — arXiv: [2304.12788](https://arxiv.org/abs/2304.12788) [[astro-ph.EP](#)].
37. *Kaufmann N., Alibert Y.* The influence of planetesimal fragmentation on planet formation // *A&A.* — 2023. — АВГ. — Т. 676. — A46. — DOI: [10.1051/0004-6361/202345901](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202345901). — arXiv: [2305.16952](https://arxiv.org/abs/2305.16952) [[astro-ph.EP](#)].
38. Theoretical models of planetary system formation: mass vs. semi-major axis / Y. Alibert [и др.] // *A&A.* — 2013. — ОКТ. — Т. 558. — A109. — DOI: [10.1051/0004-6361/201321690](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321690). — arXiv: [1307.4864](https://arxiv.org/abs/1307.4864) [[astro-ph.EP](#)].
39. *Ghosh T., Chatterjee S.* Orbital architectures of Kepler multis from dynamical instabilities // *MNRAS.* — 2024. — ЯНВ. — Т. 527, № 1. — С. 79–92. — DOI: [10.1093/mnras/stad2962](https://doi.org/10.1093/mnras/stad2962). — arXiv: [2304.12352](https://arxiv.org/abs/2304.12352) [[astro-ph.EP](#)].
40. Inflated Eccentric Migration of Evolving Gas Giants I - Accelerated Formation and Destruction of Hot and Warm Jupiters / M. Rozner [и др.] // *ApJ.* — 2022. — Май. — Т. 931, № 1. — С. 10. — DOI: [10.3847/1538-4357/ac6808](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac6808). — arXiv: [2111.12718](https://arxiv.org/abs/2111.12718) [[astro-ph.EP](#)].
41. Making hot Jupiters in stellar clusters - II. Efficient formation in binary systems / D. Li [и др.] // *MNRAS.* — 2024. — ЯНВ. — Т. 527, № 1. — С. 386–402. — DOI: [10.1093/mnras/stad3207](https://doi.org/10.1093/mnras/stad3207). — arXiv: [2306.15966](https://arxiv.org/abs/2306.15966) [[astro-ph.EP](#)].
42. *Shibaike Y., Alibert Y.* Planetesimal formation at the gas pressure bump following a migrating planet. I. Basic characteristics of the new formation model // *A&A.* — 2020. — Дек. — Т. 644. — A81. — DOI: [10.1051/0004-6361/202039086](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039086). — arXiv: [2010.10594](https://arxiv.org/abs/2010.10594) [[astro-ph.EP](#)].
43. *Best M., Sefilian A. A., Petrovich C.* The Influence of Cold Jupiters in the Formation of Close-in Planets. I. Planetesimal Transport // *ApJ.* — 2024. — ЯНВ. — Т. 960, № 1. — С. 89. — DOI: [10.3847/1538-4357/ad0965](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad0965). — arXiv: [2304.02045](https://arxiv.org/abs/2304.02045) [[astro-ph.EP](#)].

44. *Bitsch B., Izidoro A.* Giants are bullies: How their growth influences systems of inner sub-Neptunes and super-Earths // *A&A.* — 2023. — ИЮНЬ. — Т. 674. — A178. — DOI: [10.1051/0004-6361/202245040](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245040). — arXiv: [2304.12758](https://arxiv.org/abs/2304.12758) [[astro-ph.EP](#)].
45. *Guo K., Kokubo E.* Formation of Inner Planets in the Presence of a Cold Jupiter: Orbital Evolution and Relative Velocities of Planetesimals // *ApJ.* — 2023. — ОКТ. — Т. 955, № 2. — С. 109. — DOI: [10.3847/1538-4357/acf31d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/acf31d). — arXiv: [2308.14347](https://arxiv.org/abs/2308.14347) [[astro-ph.EP](#)].
46. *Alibert Y., Mordasini C., Benz W.* Extrasolar planet population synthesis. III. Formation of planets around stars of different masses // *A&A.* — 2011. — ФЕВР. — Т. 526. — A63. — DOI: [10.1051/0004-6361/201014760](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014760). — arXiv: [1101.0513](https://arxiv.org/abs/1101.0513) [[astro-ph.EP](#)].
47. Extrasolar planet population synthesis . IV. Correlations with disk metallicity, mass, and lifetime / C. Mordasini [и др.] // *A&A.* — 2012. — МАЙ. — Т. 541. — A97. — DOI: [10.1051/0004-6361/201117350](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117350). — arXiv: [1201.1036](https://arxiv.org/abs/1201.1036) [[astro-ph.EP](#)].
48. Toward a population synthesis of disks and planets. II. Confronting disk models and observations at the population level / A. Emsenhuber [и др.] // *A&A.* — 2023. — МАЙ. — Т. 673. — A78. — DOI: [10.1051/0004-6361/202244767](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202244767). — arXiv: [2301.04656](https://arxiv.org/abs/2301.04656) [[astro-ph.EP](#)].
49. The New Generation Planetary Population Synthesis (NGPPS). I. Bern global model of planet formation and evolution, model tests, and emerging planetary systems / A. Emsenhuber [и др.] // *A&A.* — 2021. — ДЕК. — Т. 656. — A69. — DOI: [10.1051/0004-6361/202038553](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038553). — arXiv: [2007.05561](https://arxiv.org/abs/2007.05561) [[astro-ph.EP](#)].
50. The New Generation Planetary Population Synthesis (NGPPS). II. Planetary population of solar-like stars and overview of statistical results / A. Emsenhuber [и др.] // *A&A.* — 2021. — ДЕК. — Т. 656. — A70. — DOI: [10.1051/0004-6361/202038863](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038863). — arXiv: [2007.05562](https://arxiv.org/abs/2007.05562) [[astro-ph.EP](#)].
51. The New Generation Planetary Population Synthesis (NGPPS). III. Warm super-Earths and cold Jupiters: a weak occurrence correlation, but with a strong architecture-composition link / M. Schlecker [и др.] // *A&A.* — 2021. — ДЕК. — Т. 656. — A71. — DOI: [10.1051/0004-6361/202038554](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038554). — arXiv: [2007.05563](https://arxiv.org/abs/2007.05563) [[astro-ph.EP](#)].

52. The New Generation Planetary Population Synthesis (NGPPS). IV. Planetary systems around low-mass stars / R. Burn [и др.] // *A&A*. — 2021. — Дек. — Т. 656. — A72. — DOI: [10.1051/0004-6361/202140390](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140390). — arXiv: [2105.04596](https://arxiv.org/abs/2105.04596) [[astro-ph.EP](#)].
53. *Jurić M., Tremaine S.* Dynamical Origin of Extrasolar Planet Eccentricity Distribution // *ApJ*. — 2008. — Окт. — Т. 686, № 1. — С. 603—620. — DOI: [10.1086/590047](https://doi.org/10.1086/590047). — arXiv: [astro-ph/0703160](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703160) [[astro-ph](#)].
54. Magnetic and tidal migration of close-in planets. Influence of secular evolution on their population / J. Ahuir [и др.] // *A&A*. — 2021. — ИЮНЬ. — Т. 650. — A126. — DOI: [10.1051/0004-6361/202040173](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202040173). — arXiv: [2104.01004](https://arxiv.org/abs/2104.01004) [[astro-ph.EP](#)].
55. *Darwin G. H.* On the Bodily Tides of Viscous and Semi-Elastic Spheroids, and on the Ocean Tides upon a Yielding Nucleus // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*. — 1879. — ЯНВ. — Т. 170. — С. 1—35.
56. *Alexander M. E.* The Weak Friction Approximation and Tidal Evolution in Close Binary Systems // *Ap&SS*. — 1973. — АВГ. — Т. 23, № 2. — С. 459—510. — DOI: [10.1007/BF00645172](https://doi.org/10.1007/BF00645172).
57. *Hut P.* Tidal evolution in close binary systems. // *A&A*. — 1981. — ИЮНЬ. — Т. 99. — С. 126—140.
58. *Eggleton P. P., Kiseleva L. G., Hut P.* The Equilibrium Tide Model for Tidal Friction // *ApJ*. — 1998. — Май. — Т. 499, № 2. — С. 853—870. — DOI: [10.1086/305670](https://doi.org/10.1086/305670). — arXiv: [astro-ph/9801246](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9801246) [[astro-ph](#)].
59. *Beaugé C., Nesvorný D.* Multiple-planet Scattering and the Origin of Hot Jupiters // *ApJ*. — 2012. — ИЮНЬ. — Т. 751, № 2. — С. 119. — DOI: [10.1088/0004-637X/751/2/119](https://doi.org/10.1088/0004-637X/751/2/119). — arXiv: [1110.4392](https://arxiv.org/abs/1110.4392) [[astro-ph.EP](#)].
60. Tidally-driven Roche-lobe Overflow of Hot Jupiters with MESA / F. Valsecchi [и др.] // *ApJ*. — 2015. — НОЯБ. — Т. 813, № 2. — С. 101. — DOI: [10.1088/0004-637X/813/2/101](https://doi.org/10.1088/0004-637X/813/2/101). — arXiv: [1506.05175](https://arxiv.org/abs/1506.05175) [[astro-ph.EP](#)].
61. *Collier Cameron A., Jardine M.* Hierarchical Bayesian calibration of tidal orbit decay rates among hot Jupiters // *MNRAS*. — 2018. — Май. — Т. 476, № 2. — С. 2542—2555. — DOI: [10.1093/mnras/sty292](https://doi.org/10.1093/mnras/sty292). — arXiv: [1801.10561](https://arxiv.org/abs/1801.10561) [[astro-ph.EP](#)].

62. *Lee E. J., Chiang E.* Magnetospheric Truncation, Tidal Inspiral, and the Creation of Short-period and Ultra-short-period Planets // *ApJ*. — 2017. — ИЮНЬ. — Т. 842, № 1. — С. 40. — DOI: [10.3847/1538-4357/aa6fb3](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa6fb3). — arXiv: [1702.08461](https://arxiv.org/abs/1702.08461) [[astro-ph.EP](#)].
63. *Hansen B. M. S.* Calibration of Equilibrium Tide Theory for Extrasolar Planet Systems // *ApJ*. — 2010. — НОЯБ. — Т. 723, № 1. — С. 285–299. — DOI: [10.1088/0004-637X/723/1/285](https://doi.org/10.1088/0004-637X/723/1/285). — arXiv: [1009.3027](https://arxiv.org/abs/1009.3027) [[astro-ph.SR](#)].
64. *Hansen B. M. S.* Calibration of Equilibrium Tide Theory for Extrasolar Planet Systems. II // *ApJ*. — 2012. — СЕНТ. — Т. 757, № 1. — С. 6. — DOI: [10.1088/0004-637X/757/1/6](https://doi.org/10.1088/0004-637X/757/1/6). — arXiv: [1204.3903](https://arxiv.org/abs/1204.3903) [[astro-ph.EP](#)].
65. Empirical Tidal Dissipation in Exoplanet Hosts From Tidal Spin-up / K. Penev [и др.] // *AJ*. — 2018. — АПР. — Т. 155, № 4. — С. 165. — DOI: [10.3847/1538-3881/aaaf71](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aaaf71). — arXiv: [1802.05269](https://arxiv.org/abs/1802.05269) [[astro-ph.SR](#)].
66. *Zahn J. P.* Les marées dans une étoile double serrée // *Annales d'Astrophysique*. — 1966. — ФЕВР. — Т. 29. — С. 313.
67. *Zahn J. P.* Reprint of 1977A&A....57..383Z. Tidal friction in close binary stars. // *A&A*. — 1977. — МАЙ. — Т. 500. — С. 121–132.
68. *Zahn J. P.* Tidal evolution of close binary stars. I - Revisiting the theory of the equilibrium tide // *A&A*. — 1989. — АВГ. — Т. 220, № 1–2. — С. 112–116.
69. *Ogilvie G. I., Lesur G.* On the interaction between tides and convection // *MNRAS*. — 2012. — МАЙ. — Т. 422, № 3. — С. 1975–1987. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2012.20630.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20630.x). — arXiv: [1201.5020](https://arxiv.org/abs/1201.5020) [[astro-ph.SR](#)].
70. *Duguid C. D., Barker A. J., Jones C. A.* Tidal flows with convection: frequency dependence of the effective viscosity and evidence for antidissipation // *MNRAS*. — 2020. — ЯНВ. — Т. 491, № 1. — С. 923–943. — DOI: [10.1093/mnras/stz2899](https://doi.org/10.1093/mnras/stz2899). — arXiv: [1910.06034](https://arxiv.org/abs/1910.06034) [[astro-ph.SR](#)].
71. *Duguid C. D., Barker A. J., Jones C. A.* Convective turbulent viscosity acting on equilibrium tidal flows: new frequency scaling of the effective viscosity // *MNRAS*. — 2020. — СЕНТ. — Т. 497, № 3. — С. 3400–3417. — DOI: [10.1093/mnras/staa2216](https://doi.org/10.1093/mnras/staa2216). — arXiv: [2007.12624](https://arxiv.org/abs/2007.12624) [[astro-ph.EP](#)].

72. *Vidal J., Barker A. J.* Efficiency of tidal dissipation in slowly rotating fully convective stars or planets // MNRAS. — 2020. — Окт. — Т. 497, № 4. — С. 4472—4485. — DOI: [10.1093/mnras/staa2239](https://doi.org/10.1093/mnras/staa2239). — arXiv: [2007.13392](https://arxiv.org/abs/2007.13392) [[astro-ph.SR](#)].
73. Planet-Star Interactions with Precise Transit Timing. I. The Refined Orbital Decay Rate for WASP-12 b and Initial Constraints for HAT-P-23 b, KELT-1 b, KELT-16 b, WASP-33 b and WASP-103 b / G. Maciejewski [и др.] // Acta Astron. — 2018. — Дек. — Т. 68, № 4. — С. 371—401. — DOI: [10.32023/0001-5237/68.4.4](https://doi.org/10.32023/0001-5237/68.4.4). — arXiv: [1812.02438](https://arxiv.org/abs/1812.02438) [[astro-ph.EP](#)].
74. The Orbit of WASP-12b Is Decaying / S. W. Yee [и др.] // ApJ. — 2020. — Янв. — Т. 888, № 1. — С. L5. — DOI: [10.3847/2041-8213/ab5c16](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab5c16). — arXiv: [1911.09131](https://arxiv.org/abs/1911.09131) [[astro-ph.EP](#)].
75. *Turner J. D., Ridden-Harper A., Jayawardhana R.* Decaying Orbit of the Hot Jupiter WASP-12b: Confirmation with TESS Observations // AJ. — 2021. — Февр. — Т. 161, № 2. — С. 72. — DOI: [10.3847/1538-3881/abd178](https://doi.org/10.3847/1538-3881/abd178). — arXiv: [2012.02211](https://arxiv.org/abs/2012.02211) [[astro-ph.EP](#)].
76. *Zahn J. .-.-P.* The dynamical tide in close binaries. // A&A. — 1975. — Июль. — Т. 41. — С. 329—344.
77. *Barker A. J.* Tidal Dissipation Due to Inertial Waves Can Explain the Circularization Periods of Solar-type Binaries // ApJ. — 2022. — Март. — Т. 927, № 2. — С. L36. — DOI: [10.3847/2041-8213/ac5b63](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac5b63). — arXiv: [2203.03950](https://arxiv.org/abs/2203.03950) [[astro-ph.SR](#)].
78. *Mahmud M. M., Penev K. M., Schussler J. A.* Measuring tidal dissipation in giant planets from tidal circularization // MNRAS. — 2023. — Окт. — Т. 525, № 1. — С. 876—897. — DOI: [10.1093/mnras/stad2298](https://doi.org/10.1093/mnras/stad2298). — arXiv: [2308.06324](https://arxiv.org/abs/2308.06324) [[astro-ph.EP](#)].
79. *Ogilvie G. I., Lin D. N. C.* Tidal Dissipation in Rotating Solar-Type Stars // ApJ. — 2007. — Июнь. — Т. 661, № 2. — С. 1180—1191. — DOI: [10.1086/515435](https://doi.org/10.1086/515435). — arXiv: [astro-ph/0702492](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0702492) [[astro-ph](#)].
80. *Barker A. J., Ogilvie G. I.* On the tidal evolution of Hot Jupiters on inclined orbits // MNRAS. — 2009. — Июнь. — Т. 395, № 4. — С. 2268—2287. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2009.14694.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.14694.x). — arXiv: [0902.4563](https://arxiv.org/abs/0902.4563) [[astro-ph.EP](#)].

81. *Dewberry J. W.* Dynamical tides in Jupiter and other rotationally flattened planets and stars with stable stratification // MNRAS. — 2023. — ИЮНЬ. — Т. 521, № 4. — С. 5991—6004. — DOI: [10.1093/mnras/stad546](https://doi.org/10.1093/mnras/stad546). — arXiv: [2301.07097](https://arxiv.org/abs/2301.07097) [[astro-ph.EP](#)].
82. How tidal waves interact with convective vortices in rapidly rotating planets and stars / V. Dandoy [и др.] // A&A. — 2023. — Май. — Т. 673. — A6. — DOI: [10.1051/0004-6361/202243586](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243586). — arXiv: [2211.05900](https://arxiv.org/abs/2211.05900) [[astro-ph.EP](#)].
83. *Astoul A., Barker A. J.* Tidally Excited Inertial Waves in Stars and Planets: Exploring the Frequency-dependent and Averaged Dissipation with Nonlinear Simulations // ApJ. — 2023. — СЕНТ. — Т. 955, № 1. — С. L23. — DOI: [10.3847/2041-8213/acf49f](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acf49f). — arXiv: [2309.02520](https://arxiv.org/abs/2309.02520) [[astro-ph.SR](#)].
84. *Wu S. C., Dewberry J. W., Fuller J.* Tidal migration of exoplanets around M-dwarfs: frequency-dependent tidal dissipation // arXiv e-prints. — 2023. — ОКТ. — arXiv:2310.04588. — DOI: [10.48550/arXiv.2310.04588](https://doi.org/10.48550/arXiv.2310.04588). — arXiv: [2310.04588](https://arxiv.org/abs/2310.04588) [[astro-ph.EP](#)].
85. *Ogilvie G. I.* Tides in rotating barotropic fluid bodies: the contribution of inertial waves and the role of internal structure // MNRAS. — 2013. — ФЕВР. — Т. 429, № 1. — С. 613—632. — DOI: [10.1093/mnras/sts362](https://doi.org/10.1093/mnras/sts362). — arXiv: [1211.0837](https://arxiv.org/abs/1211.0837) [[astro-ph.EP](#)].
86. *Mathis S.* Variation of tidal dissipation in the convective envelope of low-mass stars along their evolution // A&A. — 2015. — АБГ. — Т. 580. — С. L3. — DOI: [10.1051/0004-6361/201526472](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526472). — arXiv: [1507.00165](https://arxiv.org/abs/1507.00165) [[astro-ph.SR](#)].
87. *Barker A. J.* Tidal dissipation in evolving low-mass and solar-type stars with predictions for planetary orbital decay // MNRAS. — 2020. — ОКТ. — Т. 498, № 2. — С. 2270—2294. — DOI: [10.1093/mnras/staa2405](https://doi.org/10.1093/mnras/staa2405). — arXiv: [2008.03262](https://arxiv.org/abs/2008.03262) [[astro-ph.EP](#)].
88. *Barker A. J., Ogilvie G. I.* On internal wave breaking and tidal dissipation near the centre of a solar-type star // MNRAS. — 2010. — ИЮНЬ. — Т. 404, № 4. — С. 1849—1868. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.16400.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16400.x). — arXiv: [1001.4009](https://arxiv.org/abs/1001.4009) [[astro-ph.EP](#)].

89. *Barker A. J.* Three-dimensional simulations of internal wave breaking and the fate of planets around solar-type stars // MNRAS. — 2011. — Июнь. — Т. 414, № 2. — С. 1365—1378. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2011.18468.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18468.x). — arXiv: [1102.0857](https://arxiv.org/abs/1102.0857) [[astro-ph.EP](#)].
90. *Chernov S. V., Ivanov P. B., Papaloizou J. C. B.* Dynamical tides in exoplanetary systems containing hot Jupiters: confronting theory and observations // MNRAS. — 2017. — Сент. — Т. 470, № 2. — С. 2054—2068. — DOI: [10.1093/mnras/stx1234](https://doi.org/10.1093/mnras/stx1234). — arXiv: [1705.06699](https://arxiv.org/abs/1705.06699) [[astro-ph.SR](#)].
91. *Goodman J., Dickson E. S.* Dynamical Tide in Solar-Type Binaries // ApJ. — 1998. — Ноябрь. — Т. 507, № 2. — С. 938—944. — DOI: [10.1086/306348](https://doi.org/10.1086/306348). — arXiv: [astro-ph/9801289](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9801289) [[astro-ph](#)].
92. *Kumar P., Goodman J.* Nonlinear Damping of Oscillations in Tidal-Capture Binaries // ApJ. — 1996. — Август. — Т. 466. — С. 946. — DOI: [10.1086/177565](https://doi.org/10.1086/177565). — arXiv: [astro-ph/9509112](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9509112) [[astro-ph](#)].
93. *Barker A. J., Ogilvie G. I.* Stability analysis of a tidally excited internal gravity wave near the centre of a solar-type star // MNRAS. — 2011. — Окт. — Т. 417, № 1. — С. 745—761. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2011.19322.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19322.x). — arXiv: [1106.5001](https://arxiv.org/abs/1106.5001) [[astro-ph.EP](#)].
94. Nonlinear Tides in Close Binary Systems / N. N. Weinberg [и др.] // ApJ. — 2012. — Июнь. — Т. 751, № 2. — С. 136. — DOI: [10.1088/0004-637X/751/2/136](https://doi.org/10.1088/0004-637X/751/2/136). — arXiv: [1107.0946](https://arxiv.org/abs/1107.0946) [[astro-ph.SR](#)].
95. *Essick R., Weinberg N. N.* Orbital Decay of Hot Jupiters Due to Nonlinear Tidal Dissipation within Solar-type Hosts // ApJ. — 2016. — Январ. — Т. 816, № 1. — С. 18. — DOI: [10.3847/0004-637X/816/1/18](https://doi.org/10.3847/0004-637X/816/1/18). — arXiv: [1508.02763](https://arxiv.org/abs/1508.02763) [[astro-ph.EP](#)].
96. Orbital Decay of Hot Jupiters due to Weakly Nonlinear Tidal Dissipation / N. N. Weinberg [и др.] // ApJ. — 2024. — Январ. — Т. 960, № 1. — С. 50. — DOI: [10.3847/1538-4357/ad05c9](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad05c9). — arXiv: [2305.11974](https://arxiv.org/abs/2305.11974) [[astro-ph.EP](#)].
97. *Ogilvie G. I., Lin D. N. C.* Tidal Dissipation in Rotating Giant Planets // ApJ. — 2004. — Июль. — Т. 610, № 1. — С. 477—509. — DOI: [10.1086/421454](https://doi.org/10.1086/421454). — arXiv: [astro-ph/0310218](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310218) [[astro-ph](#)].

98. *Charalambous C., Teyssandier J., Libert A. .-.S.* Tidal interactions shape period ratios in planetary systems with three-body resonant chains // *A&A.* — 2023. — СЕНТ. — Т. 677. — А160. — DOI: [10.1051/0004-6361/202345852](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202345852). — arXiv: [2308.07839](https://arxiv.org/abs/2308.07839) [[astro-ph.EP](#)].
99. *Millholland S. C., Lara T., Toomlaid J.* Spin Dynamics of Planets in Resonant Chains // *ApJ.* — 2024. — ФЕВР. — Т. 961, № 2. — С. 203. — DOI: [10.3847/1538-4357/ad10a0](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad10a0). — arXiv: [2311.17908](https://arxiv.org/abs/2311.17908) [[astro-ph.EP](#)].
100. *Matsumura S., Peale S. J., Rasio F. A.* Tidal Evolution of Close-in Planets // *ApJ.* — 2010. — ДЕК. — Т. 725, № 2. — С. 1995—2016. — DOI: [10.1088/0004-637X/725/2/1995](https://doi.org/10.1088/0004-637X/725/2/1995). — arXiv: [1007.4785](https://arxiv.org/abs/1007.4785) [[astro-ph.EP](#)].
101. *Guenel M., Mathis S., Remus F.* Unravelling tidal dissipation in gaseous giant planets // *A&A.* — 2014. — ИЮНЬ. — Т. 566. — С. L9. — DOI: [10.1051/0004-6361/201424010](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424010). — arXiv: [1406.1672](https://arxiv.org/abs/1406.1672) [[astro-ph.EP](#)].
102. The surface signature of the tidal dissipation of the core in a two-layer planet / F. Remus [и др.] // *A&A.* — 2015. — ЯНВ. — Т. 573. — А23. — DOI: [10.1051/0004-6361/201424472](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424472). — arXiv: [1409.8343](https://arxiv.org/abs/1409.8343) [[astro-ph.EP](#)].
103. *Storch N. I., Lai D.* Analytical model of tidal distortion and dissipation for a giant planet with a viscoelastic core // *MNRAS.* — 2015. — ИЮЛЬ. — Т. 450, № 4. — С. 3952—3957. — DOI: [10.1093/mnras/stv904](https://doi.org/10.1093/mnras/stv904). — arXiv: [1502.06550](https://arxiv.org/abs/1502.06550) [[astro-ph.EP](#)].
104. *de Vries N. B., Barker A. J., Hollerbach R.* Tidal dissipation due to the elliptical instability and turbulent viscosity in convection zones in rotating giant planets and stars // *MNRAS.* — 2023. — СЕНТ. — Т. 524, № 2. — С. 2661—2683. — DOI: [10.1093/mnras/stad1990](https://doi.org/10.1093/mnras/stad1990). — arXiv: [2306.17622](https://arxiv.org/abs/2306.17622) [[astro-ph.EP](#)].
105. *Ivanov P. B., Papaloizou J. C. B.* Dynamic tides in rotating objects: orbital circularization of extrasolar planets for realistic planet models // *MNRAS.* — 2007. — АПР. — Т. 376, № 2. — С. 682—704. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.11463.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11463.x). — arXiv: [astro-ph/0512150](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512150) [[astro-ph](#)].
106. *Papaloizou J. C. B., Ivanov P. B.* Dynamic tides in rotating objects: a numerical investigation of inertial waves in fully convective or barotropic stars

- and planets // MNRAS. — 2010. — СЕНТ. — Т. 407, № 3. — С. 1631—1656. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.17011.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17011.x). — arXiv: [1005.2397](https://arxiv.org/abs/1005.2397) [[astro-ph.SR](#)].
107. *Ivanov P. B., Papaloizou J. C. B., Chernov S. V.* A unified normal mode approach to dynamic tides and its application to rotating Sun-like stars // MNRAS. — 2013. — ИЮЛЬ. — Т. 432, № 3. — С. 2339—2365. — DOI: [10.1093/mnras/stt595](https://doi.org/10.1093/mnras/stt595). — arXiv: [1304.2027](https://arxiv.org/abs/1304.2027) [[astro-ph.SR](#)].
108. *Chernov S. V., Papaloizou J. C. B., Ivanov P. B.* Dynamical tides excited in rotating stars of different masses and ages and the formation of close in orbits // MNRAS. — 2013. — СЕНТ. — Т. 434, № 2. — С. 1079—1097. — DOI: [10.1093/mnras/stt1042](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1042). — arXiv: [1306.2041](https://arxiv.org/abs/1306.2041) [[astro-ph.SR](#)].
109. *Laine R. O., Lin D. N. C., Dong S.* Interaction of Close-in Planets with the Magnetosphere of Their Host Stars. I. Diffusion, Ohmic Dissipation of Time-dependent Field, Planetary Inflation, and Mass Loss // ApJ. — 2008. — СЕНТ. — Т. 685, № 1. — С. 521—542. — DOI: [10.1086/589177](https://doi.org/10.1086/589177). — arXiv: [0804.0975](https://arxiv.org/abs/0804.0975) [[astro-ph](#)].
110. *Laine R. O., Lin D. N. C.* Interaction of Close-in Planets with the Magnetosphere of Their Host Stars. II. Super-Earths as Unipolar Inductors and Their Orbital Evolution // ApJ. — 2012. — ЯНВ. — Т. 745, № 1. — С. 2. — DOI: [10.1088/0004-637X/745/1/2](https://doi.org/10.1088/0004-637X/745/1/2). — arXiv: [1201.1584](https://arxiv.org/abs/1201.1584) [[astro-ph.EP](#)].
111. On the Diversity of Magnetic Interactions in Close-in Star-Planet Systems / A. Strugarek [и др.] // ApJ. — 2014. — НОЯБ. — Т. 795, № 1. — С. 86. — DOI: [10.1088/0004-637X/795/1/86](https://doi.org/10.1088/0004-637X/795/1/86). — arXiv: [1409.5268](https://arxiv.org/abs/1409.5268) [[astro-ph.EP](#)].
112. Magnetic Games between a Planet and Its Host Star: The Key Role of Topology / A. Strugarek [и др.] // ApJ. — 2015. — ДЕК. — Т. 815, № 2. — С. 111. — DOI: [10.1088/0004-637X/815/2/111](https://doi.org/10.1088/0004-637X/815/2/111). — arXiv: [1511.02837](https://arxiv.org/abs/1511.02837) [[astro-ph.EP](#)].
113. *Strugarek A.* Assessing Magnetic Torques and Energy Fluxes in Close-in Star-Planet Systems // ApJ. — 2016. — ДЕК. — Т. 833, № 2. — С. 140. — DOI: [10.3847/1538-4357/833/2/140](https://doi.org/10.3847/1538-4357/833/2/140). — arXiv: [1610.05705](https://arxiv.org/abs/1610.05705) [[astro-ph.EP](#)].
114. The Fate of Close-in Planets: Tidal or Magnetic Migration? / A. Strugarek [и др.] // ApJ. — 2017. — ОКТ. — Т. 847, № 2. — С. L16. — DOI: [10.3847/2041-8213/aa8d70](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa8d70). — arXiv: [1709.05784](https://arxiv.org/abs/1709.05784) [[astro-ph.SR](#)].

115. Flares, Rotation, Activity Cycles, and a Magnetic Star-Planet Interaction Hypothesis for the Far-ultraviolet Emission of GJ 436 / R. O. P. Loyd [и др.] // *AJ*. — 2023. — Апр. — Т. 165, № 4. — С. 146. — DOI: [10.3847/1538-3881/acbbc8](https://doi.org/10.3847/1538-3881/acbbc8). — arXiv: [2302.10259](https://arxiv.org/abs/2302.10259) [[astro-ph.SR](#)].
116. Star-Planet Interaction at radio wavelengths in YZ Ceti: Inferring planetary magnetic field / C. Triglio [и др.] // arXiv e-prints. — 2023. — Май. — arXiv:2305.00809. — DOI: [10.48550/arXiv.2305.00809](https://doi.org/10.48550/arXiv.2305.00809). — arXiv: [2305.00809](https://arxiv.org/abs/2305.00809) [[astro-ph.EP](#)].
117. *Rogers J. G., Owen J. E., Schlichting H. E.* Under the light of a new star: evolution of planetary atmospheres through protoplanetary disc dispersal and boil-off // arXiv e-prints. — 2023. — Нояб. — arXiv:2311.12295. — DOI: [10.48550/arXiv.2311.12295](https://doi.org/10.48550/arXiv.2311.12295). — arXiv: [2311.12295](https://arxiv.org/abs/2311.12295) [[astro-ph.EP](#)].
118. Orbital migration induced by anisotropic evaporation. Can hot Jupiters form hot Neptunes? / G. Boué [и др.] // *A&A*. — 2012. — ЯНВ. — Т. 537. — С. L3. — DOI: [10.1051/0004-6361/201118084](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118084). — arXiv: [1109.2805](https://arxiv.org/abs/1109.2805) [[astro-ph.EP](#)].
119. *Fujita N., Hori Y., Sasaki T.* Orbital Evolution of Close-in Super-Earths Driven by Atmospheric Escape // *ApJ*. — 2022. — Апр. — Т. 928, № 2. — С. 105. — DOI: [10.3847/1538-4357/ac558c](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac558c). — arXiv: [2202.06585](https://arxiv.org/abs/2202.06585) [[astro-ph.EP](#)].
120. *Owen J. E., Jackson A. P.* Planetary evaporation by UV & X-ray radiation: basic hydrodynamics // *MNRAS*. — 2012. — Окт. — Т. 425, № 4. — С. 2931—2947. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2012.21481.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21481.x). — arXiv: [1206.2367](https://arxiv.org/abs/1206.2367) [[astro-ph.EP](#)].
121. *Owen J. E., Wu Y.* Kepler Planets: A Tale of Evaporation // *ApJ*. — 2013. — Окт. — Т. 775, № 2. — С. 105. — DOI: [10.1088/0004-637X/775/2/105](https://doi.org/10.1088/0004-637X/775/2/105). — arXiv: [1303.3899](https://arxiv.org/abs/1303.3899) [[astro-ph.EP](#)].
122. *Rogers J. G., Owen J. E.* Unveiling the planet population at birth // *MNRAS*. — 2021. — Май. — Т. 503, № 1. — С. 1526—1542. — DOI: [10.1093/mnras/stab529](https://doi.org/10.1093/mnras/stab529). — arXiv: [2007.11006](https://arxiv.org/abs/2007.11006) [[astro-ph.EP](#)].

123. *Murray-Clay R. A., Chiang E. I., Murray N.* Atmospheric Escape From Hot Jupiters // *ApJ*. — 2009. — Март. — Т. 693, № 1. — С. 23–42. — DOI: [10.1088/0004-637X/693/1/23](https://doi.org/10.1088/0004-637X/693/1/23). — arXiv: [0811.0006](https://arxiv.org/abs/0811.0006) [[astro-ph](#)].
124. Energy-limited escape revised. The transition from strong planetary winds to stable thermospheres / M. Salz [и др.] // *A&A*. — 2016. — Янв. — Т. 585. — С. L2. — DOI: [10.1051/0004-6361/201527042](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527042). — arXiv: [1511.09348](https://arxiv.org/abs/1511.09348) [[astro-ph.EP](#)].
125. Irradiation-driven escape of primordial planetary atmospheres. I. The ATES photoionization hydrodynamics code / A. Caldiroli [и др.] // *A&A*. — 2021. — Ноябрь. — Т. 655. — A30. — DOI: [10.1051/0004-6361/202141497](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141497). — arXiv: [2106.10294](https://arxiv.org/abs/2106.10294) [[astro-ph.EP](#)].
126. *Valsecchi F., Rasio F. A., Steffen J. H.* From Hot Jupiters to Super-Earths via Roche Lobe Overflow // *ApJ*. — 2014. — Сент. — Т. 793, № 1. — С. L3. — DOI: [10.1088/2041-8205/793/1/L3](https://doi.org/10.1088/2041-8205/793/1/L3). — arXiv: [1408.3635](https://arxiv.org/abs/1408.3635) [[astro-ph.EP](#)].
127. Tidal decay and stable Roche-lobe overflow of short-period gaseous exoplanets / B. Jackson [и др.] // *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*. — 2016. — Ноябрь. — Т. 126, № 1–3. — С. 227–248. — DOI: [10.1007/s10569-016-9704-1](https://doi.org/10.1007/s10569-016-9704-1). — arXiv: [1603.00392](https://arxiv.org/abs/1603.00392) [[astro-ph.EP](#)].
128. *Owen J. E., Schlichting H. E.* Mapping out the parameter space for photoevaporation and core-powered mass-loss // *MNRAS*. — 2024. — Февр. — Т. 528, № 2. — С. 1615–1629. — DOI: [10.1093/mnras/stad3972](https://doi.org/10.1093/mnras/stad3972). — arXiv: [2308.00020](https://arxiv.org/abs/2308.00020) [[astro-ph.EP](#)].
129. A radius valley between migrated steam worlds and evaporated rocky cores / R. Burn [и др.] // *Nature Astronomy*. — 2024. — Февр. — DOI: [10.1038/s41550-023-02183-7](https://doi.org/10.1038/s41550-023-02183-7). — arXiv: [2401.04380](https://arxiv.org/abs/2401.04380) [[astro-ph.EP](#)].
130. *Owen J. E., Lai D.* Photoevaporation and high-eccentricity migration created the sub-Jovian desert // *MNRAS*. — 2018. — Окт. — Т. 479, № 4. — С. 5012–5021. — DOI: [10.1093/mnras/sty1760](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1760). — arXiv: [1807.00012](https://arxiv.org/abs/1807.00012) [[astro-ph.EP](#)].
131. *Thorngren D. P., Lee E. J., Lopez E. D.* Removal of Hot Saturns in Mass-Radius Plane by Runaway Mass Loss // *ApJL*. — 2023. — Март. — Т. 945, № 2. — С. L36. — DOI: [10.3847/2041-8213/acbd35](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acbd35). — arXiv: [2211.11770](https://arxiv.org/abs/2211.11770) [[astro-ph.EP](#)].

132. Sub-Jovian desert of exoplanets at its boundaries. Parameter dependence along the main sequence / G. M. Szabó [и др.] // A&A. — 2023. — Март. — Т. 671. — A132. — DOI: [10.1051/0004-6361/202244846](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202244846). — arXiv: [2301.01065](https://arxiv.org/abs/2301.01065) [[astro-ph.EP](#)].
133. *Yeh L.-C., Jiang I.-G., Athano N.* Searching for candidates of orbital decays among transit exoplanets // NA. — 2024. — Февр. — Т. 106. — С. 102130. — DOI: [10.1016/j.newast.2023.102130](https://doi.org/10.1016/j.newast.2023.102130). — arXiv: [2310.08953](https://arxiv.org/abs/2310.08953) [[astro-ph.EP](#)].
134. *Korth J., Parviainen H.* Update on WASP-19 // Universe. — 2023. — Дек. — Т. 10, № 1. — С. 12. — DOI: [10.3390/universe10010012](https://doi.org/10.3390/universe10010012).
135. *Cuntz M., Saar S. H., Musielak Z. E.* On Stellar Activity Enhancement Due to Interactions with Extrasolar Giant Planets // ApJ. — 2000. — Апр. — Т. 533, № 2. — С. L151—L154. — DOI: [10.1086/312609](https://doi.org/10.1086/312609).
136. *Berardo D., de Wit J.* Tidal Distortions as a Bottleneck on Constraining Exoplanet Compositions // ApJ. — 2022. — Дек. — Т. 941, № 2. — С. 155. — DOI: [10.3847/1538-4357/aca409](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aca409). — arXiv: [2301.08755](https://arxiv.org/abs/2301.08755) [[astro-ph.EP](#)].
137. *Thorngren D. P., Fortney J. J.* Bayesian Analysis of Hot-Jupiter Radius Anomalies: Evidence for Ohmic Dissipation? // AJ. — 2018. — Май. — Т. 155, № 5. — С. 214. — DOI: [10.3847/1538-3881/aaba13](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aaba13). — arXiv: [1709.04539](https://arxiv.org/abs/1709.04539) [[astro-ph.EP](#)].
138. Magnetic winding and turbulence in ultra-hot Jupiters / C. Soriano-Guerrero [и др.] // MNRAS. — 2023. — Окт. — Т. 525, № 1. — С. 626—641. — DOI: [10.1093/mnras/stad2311](https://doi.org/10.1093/mnras/stad2311). — arXiv: [2304.07066](https://arxiv.org/abs/2304.07066) [[astro-ph.EP](#)].
139. *Bolmont E., Mathis S.* Effect of the rotation and tidal dissipation history of stars on the evolution of close-in planets // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy. — 2016. — Ноябрь. — Т. 126, № 1—3. — С. 275—296. — DOI: [10.1007/s10569-016-9690-3](https://doi.org/10.1007/s10569-016-9690-3). — arXiv: [1603.06268](https://arxiv.org/abs/1603.06268) [[astro-ph.EP](#)].
140. *Tejada Arevalo R. A., Winn J. N., Anderson K. R.* Further Evidence for Tidal Spin-up of Hot Jupiter Host Stars // ApJ. — 2021. — Окт. — Т. 919, № 2. — С. 138. — DOI: [10.3847/1538-4357/ac1429](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac1429). — arXiv: [2107.05759](https://arxiv.org/abs/2107.05759) [[astro-ph.EP](#)].

141. *Gallet F.* TATOO: Tidal-chronology standalone tool to estimate the age of massive close-in planetary systems // *A&A.* — 2020. — Сент. — Т. 641. — A38. — DOI: [10.1051/0004-6361/202038058](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038058).
142. Planetary tidal interactions and the rotational evolution of low-mass stars. The Pleiades' anomaly / *F. Gallet* [и др.] // *A&A.* — 2018. — Ноябрь. — Т. 619. — A80. — DOI: [10.1051/0004-6361/201833576](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833576). — arXiv: [1808.08728](https://arxiv.org/abs/1808.08728) [[astro-ph.EP](#)].
143. *Qureshi A., Naoz S., Shkolnik E. L.* Signature of Planetary Mergers on Stellar Spins // *ApJ.* — 2018. — Сент. — Т. 864, № 1. — С. 65. — DOI: [10.3847/1538-4357/aad562](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad562). — arXiv: [1802.08260](https://arxiv.org/abs/1802.08260) [[astro-ph.SR](#)].
144. *Metzger B. D., Giannios D., Spiegel D. S.* Optical and X-ray transients from planet-star mergers // *MNRAS.* — 2012. — Окт. — Т. 425, № 4. — С. 2778—2798. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2012.21444.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21444.x). — arXiv: [1204.0796](https://arxiv.org/abs/1204.0796) [[astro-ph.EP](#)].
145. Hydrodynamics and Survivability during Post-main-sequence Planetary Engulfment / *R. Yarza* [и др.] // *ApJ.* — 2023. — Сент. — Т. 954, № 2. — С. 176. — DOI: [10.3847/1538-4357/acbdfc](https://doi.org/10.3847/1538-4357/acbdfc). — arXiv: [2203.11227](https://arxiv.org/abs/2203.11227) [[astro-ph.SR](#)].
146. Giant Planet Engulfment by Evolved Giant Stars: Light Curves, Asteroseismology, and Survivability / *C. E. O'Connor* [и др.] // *ApJ.* — 2023. — Июнь. — Т. 950, № 2. — С. 128. — DOI: [10.3847/1538-4357/acd2d4](https://doi.org/10.3847/1538-4357/acd2d4). — arXiv: [2304.09882](https://arxiv.org/abs/2304.09882) [[astro-ph.EP](#)].
147. *Behrard A., Sevilla J., Fuller J.* Planet engulfment signatures in twin stars // *MNRAS.* — 2023. — Февр. — Т. 518, № 4. — С. 5465—5474. — DOI: [10.1093/mnras/stac3435](https://doi.org/10.1093/mnras/stac3435). — arXiv: [2210.11679](https://arxiv.org/abs/2210.11679) [[astro-ph.SR](#)].
148. *Spina L.* Chemical signatures of planet engulfment events in Sun-like stars // arXiv e-prints. — 2024. — Янв. — arXiv:2401.12296. — DOI: [10.48550/arXiv.2401.12296](https://doi.org/10.48550/arXiv.2401.12296). — arXiv: [2401.12296](https://arxiv.org/abs/2401.12296) [[astro-ph.SR](#)].
149. *Wu Y., Lithwick Y.* Secular Chaos and the Production of Hot Jupiters // *ApJ.* — 2011. — Июль. — Т. 735, № 2. — С. 109. — DOI: [10.1088/0004-637X/735/2/109](https://doi.org/10.1088/0004-637X/735/2/109). — arXiv: [1012.3475](https://arxiv.org/abs/1012.3475) [[astro-ph.EP](#)].

150. Hot Jupiters from secular planet-planet interactions / S. Naoz [и др.] // Nature. — 2011. — Май. — Т. 473, № 7346. — С. 187—189. — DOI: [10.1038/nature10076](https://doi.org/10.1038/nature10076). — arXiv: [1011.2501](https://arxiv.org/abs/1011.2501) [[astro-ph.EP](#)].
151. *Petrovich C.* Hot Jupiters from Coplanar High-eccentricity Migration // ApJ. — 2015. — Май. — Т. 805, № 1. — С. 75. — DOI: [10.1088/0004-637X/805/1/75](https://doi.org/10.1088/0004-637X/805/1/75). — arXiv: [1409.8296](https://arxiv.org/abs/1409.8296) [[astro-ph.EP](#)].
152. Hot Jupiter formation in dense clusters: secular chaos in multiplanetary systems / Y.-H. Wang [и др.] // MNRAS. — 2022. — Февр. — Т. 509, № 4. — С. 5253—5264. — DOI: [10.1093/mnras/stab3321](https://doi.org/10.1093/mnras/stab3321). — arXiv: [2109.13248](https://arxiv.org/abs/2109.13248) [[astro-ph.EP](#)].
153. Hot Jupiter formation in dense star clusters / L. Benkendorff [и др.] // MNRAS. — 2024. — Февр. — Т. 528, № 2. — С. 2834—2850. — DOI: [10.1093/mnras/stae204](https://doi.org/10.1093/mnras/stae204). — arXiv: [2401.11613](https://arxiv.org/abs/2401.11613) [[astro-ph.EP](#)].
154. DREAM. II. The spin-orbit angle distribution of close-in exoplanets under the lens of tides / O. Attia [и др.] // A&A. — 2023. — Июнь. — Т. 674. — A120. — DOI: [10.1051/0004-6361/202245237](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245237). — arXiv: [2305.00829](https://arxiv.org/abs/2305.00829) [[astro-ph.EP](#)].
155. *Valsecchi F., Rasio F. A.* Tidal Dissipation and Obliquity Evolution in Hot Jupiter Systems // ApJ. — 2014. — Май. — Т. 786, № 2. — С. 102. — DOI: [10.1088/0004-637X/786/2/102](https://doi.org/10.1088/0004-637X/786/2/102). — arXiv: [1402.3857](https://arxiv.org/abs/1402.3857) [[astro-ph.EP](#)].
156. Understanding the Planetary Formation and Evolution in Star Clusters (UPiC). I. Evidence of Hot Giant Exoplanets Formation Timescales / Y.-Z. Dai [и др.] // AJ. — 2023. — Дек. — Т. 166, № 6. — С. 219. — DOI: [10.3847/1538-3881/acff67](https://doi.org/10.3847/1538-3881/acff67). — arXiv: [2306.02610](https://arxiv.org/abs/2306.02610) [[astro-ph.EP](#)].
157. *Zink J. K., Howard A. W.* Hot Jupiters Have Giant Companions: Evidence for Coplanar High-eccentricity Migration // ApJL. — 2023. — Окт. — Т. 956, № 1. — С. L29. — DOI: [10.3847/2041-8213/acfdab](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acfdab). — arXiv: [2310.01567](https://arxiv.org/abs/2310.01567) [[astro-ph.EP](#)].
158. *Dawson R. I., Johnson J. A.* Origins of Hot Jupiters // ARA&A. — 2018. — Сент. — Т. 56. — С. 175—221. — DOI: [10.1146/annurev-astro-081817-051853](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081817-051853). — arXiv: [1801.06117](https://arxiv.org/abs/1801.06117) [[astro-ph.EP](#)].
159. *Goldreich P., Tremaine S.* Disk-satellite interactions. // ApJ. — 1980. — Окт. — Т. 241. — С. 425—441. — DOI: [10.1086/158356](https://doi.org/10.1086/158356).

160. *Lin D. N. C., Bodenheimer P., Richardson D. C.* Orbital migration of the planetary companion of 51 Pegasi to its present location // *Nature*. — 1996. — App. — T. 380, № 6575. — С. 606—607. — DOI: [10.1038/380606a0](https://doi.org/10.1038/380606a0).
161. *Ward W. R.* Protoplanet Migration by Nebula Tides // *Icarus*. — 1997. — App. — T. 126, № 2. — С. 261—281. — DOI: [10.1006/icar.1996.5647](https://doi.org/10.1006/icar.1996.5647).
162. *Guillochon J., Ramirez-Ruiz E., Lin D.* Consequences of the Ejection and Disruption of Giant Planets // *ApJ*. — 2011. — Май. — Т. 732, № 2. — С. 74. — DOI: [10.1088/0004-637X/732/2/74](https://doi.org/10.1088/0004-637X/732/2/74). — arXiv: [1012.2382](https://arxiv.org/abs/1012.2382) [[astro-ph.EP](#)].
163. *Dawson R. I., Murray-Clay R. A., Johnson J. A.* The Photoeccentric Effect and Proto-hot Jupiters. III. A Paucity of Proto-hot Jupiters on Super-eccentric Orbits // *ApJ*. — 2015. — ЯНВ. — Т. 798, № 2. — С. 66. — DOI: [10.1088/0004-637X/798/2/66](https://doi.org/10.1088/0004-637X/798/2/66). — arXiv: [1211.0554](https://arxiv.org/abs/1211.0554) [[astro-ph.EP](#)].
164. *Petrovich C.* Steady-state Planet Migration by the Kozai-Lidov Mechanism in Stellar Binaries // *ApJ*. — 2015. — ЯНВ. — Т. 799, № 1. — С. 27. — DOI: [10.1088/0004-637X/799/1/27](https://doi.org/10.1088/0004-637X/799/1/27). — arXiv: [1405.0280](https://arxiv.org/abs/1405.0280) [[astro-ph.EP](#)].
165. *Nelson B. E., Ford E. B., Rasio F. A.* Evidence for Two Hot-Jupiter Formation Paths // *AJ*. — 2017. — СЕНТ. — Т. 154, № 3. — С. 106. — DOI: [10.3847/1538-3881/aa82b3](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa82b3). — arXiv: [1703.09711](https://arxiv.org/abs/1703.09711) [[astro-ph.EP](#)].
166. *Wu D.-H., Rice M., Wang S.* Evidence for Hidden Nearby Companions to Hot Jupiters // *AJ*. — 2023. — АПР. — Т. 165, № 4. — С. 171. — DOI: [10.3847/1538-3881/acbf3f](https://doi.org/10.3847/1538-3881/acbf3f). — arXiv: [2302.12778](https://arxiv.org/abs/2302.12778) [[astro-ph.EP](#)].
167. *Yee S. W., Winn J. N.* The Period Distribution of Hot Jupiters Is Not Dependent on Host Star Metallicity // *ApJL*. — 2023. — ИЮНЬ. — Т. 949, № 2. — С. L21. — DOI: [10.3847/2041-8213/acd552](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acd552). — arXiv: [2305.09488](https://arxiv.org/abs/2305.09488) [[astro-ph.EP](#)].
168. *Johnston H. F., Panić O., Liu B.* Formation of giant planets around intermediate-mass stars // *MNRAS*. — 2024. — ЯНВ. — Т. 527, № 2. — С. 2303—2322. — DOI: [10.1093/mnras/stad3254](https://doi.org/10.1093/mnras/stad3254). — arXiv: [2310.17767](https://arxiv.org/abs/2310.17767) [[astro-ph.EP](#)].
169. Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA) / B. Paxton [и др.] // *ApJs*. — 2011. — ЯНВ. — Т. 192, № 1. — С. 3. — DOI: [10.1088/0067-0049/192/1/3](https://doi.org/10.1088/0067-0049/192/1/3). — arXiv: [1009.1622](https://arxiv.org/abs/1009.1622) [[astro-ph.SR](#)].

170. Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Planets, Oscillations, Rotation, and Massive Stars / B. Paxton [и др.] // *ApJs*. — 2013. — Сент. — Т. 208, № 1. — С. 4. — DOI: [10.1088/0067-0049/208/1/4](https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/1/4). — arXiv: [1301.0319](https://arxiv.org/abs/1301.0319) [[astro-ph.SR](#)].
171. Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Binaries, Pulsations, and Explosions / B. Paxton [и др.] // *ApJs*. — 2015. — Сент. — Т. 220, № 1. — С. 15. — DOI: [10.1088/0067-0049/220/1/15](https://doi.org/10.1088/0067-0049/220/1/15). — arXiv: [1506.03146](https://arxiv.org/abs/1506.03146) [[astro-ph.SR](#)].
172. Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Convective Boundaries, Element Diffusion, and Massive Star Explosions / B. Paxton [и др.] // *ApJs*. — 2018. — Февр. — Т. 234, № 2. — С. 34. — DOI: [10.3847/1538-4365/aaa5a8](https://doi.org/10.3847/1538-4365/aaa5a8). — arXiv: [1710.08424](https://arxiv.org/abs/1710.08424) [[astro-ph.SR](#)].
173. Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Pulsating Variable Stars, Rotation, Convective Boundaries, and Energy Conservation / B. Paxton [и др.] // *ApJs*. — 2019. — Июль. — Т. 243, № 1. — С. 10. — DOI: [10.3847/1538-4365/ab2241](https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab2241). — arXiv: [1903.01426](https://arxiv.org/abs/1903.01426) [[astro-ph.SR](#)].
174. Roche lobe effects on the atmospheric loss from “Hot Jupiters” / N. V. Erkaev [и др.] // *A&A*. — 2007. — Сент. — Т. 472, № 1. — С. 329–334. — DOI: [10.1051/0004-6361:20066929](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066929). — arXiv: [astro-ph/0612729](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0612729) [[astro-ph](#)].
175. The Mass-dependence of Angular Momentum Evolution in Sun-like Stars / S. P. Matt [и др.] // *ApJ*. — 2015. — Янв. — Т. 799, № 2. — С. L23. — DOI: [10.1088/2041-8205/799/2/L23](https://doi.org/10.1088/2041-8205/799/2/L23). — arXiv: [1412.4786](https://arxiv.org/abs/1412.4786) [[astro-ph.SR](#)].
176. First grids of low-mass stellar models and isochrones with self-consistent treatment of rotation. From 0.2 to 1.5 M_{\odot} at seven metallicities from PMS to TAMS / L. Amard [и др.] // *A&A*. — 2019. — Нояб. — Т. 631. — A77. — DOI: [10.1051/0004-6361/201935160](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935160). — arXiv: [1905.08516](https://arxiv.org/abs/1905.08516) [[astro-ph.SR](#)].
177. The Effect of Magnetic Topology on Thermally Driven Wind: Toward a General Formulation of the Braking Law / V. Réville [и др.] // *ApJ*. — 2015. — Янв. — Т. 798, № 2. — С. 116. — DOI: [10.1088/0004-637X/798/2/116](https://doi.org/10.1088/0004-637X/798/2/116). — arXiv: [1410.8746](https://arxiv.org/abs/1410.8746) [[astro-ph.SR](#)].

178. MESA Models with Magnetic Braking / S. Gossage [и др.] // ApJ. — 2021. — Май. — Т. 912, № 1. — С. 65. — DOI: [10.3847/1538-4357/abebdf](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abebdf). — arXiv: [2011.02470](https://arxiv.org/abs/2011.02470) [astro-ph.SR].
179. Slow Cooling and Fast Reinflation for Hot Jupiters / D. P. Thorngren [и др.] // ApJ. — 2021. — Март. — Т. 909, № 1. — С. L16. — DOI: [10.3847/2041-8213/abe86d](https://doi.org/10.3847/2041-8213/abe86d). — arXiv: [2101.05285](https://arxiv.org/abs/2101.05285) [astro-ph.EP].
180. *Hori Y.* The Linkage between the Core Mass and the Magnetic Field of an Extrasolar Giant Planet from Future Radio Observations // ApJ. — 2021. — Февр. — Т. 908, № 1. — С. 77. — DOI: [10.3847/1538-4357/abd8d1](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abd8d1). — arXiv: [2101.10673](https://arxiv.org/abs/2101.10673) [astro-ph.EP].
181. *Yadav R. K., Thorngren D. P.* Estimating the Magnetic Field Strength in Hot Jupiters // ApJ. — 2017. — Ноябрь. — Т. 849, № 1. — С. L12. — DOI: [10.3847/2041-8213/aa93fd](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa93fd). — arXiv: [1709.05676](https://arxiv.org/abs/1709.05676) [astro-ph.EP].
182. *Johnstone C. P., Bartel M., Güdel M.* The active lives of stars: A complete description of the rotation and XUV evolution of F, G, K, and M dwarfs // A&A. — 2021. — Май. — Т. 649. — A96. — DOI: [10.1051/0004-6361/202038407](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038407). — arXiv: [2009.07695](https://arxiv.org/abs/2009.07695) [astro-ph.SR].
183. The extreme ultraviolet and X-ray Sun in Time: High-energy evolutionary tracks of a solar-like star / L. Tu [и др.] // A&A. — 2015. — Май. — Т. 577. — С. L3. — DOI: [10.1051/0004-6361/201526146](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526146). — arXiv: [1504.04546](https://arxiv.org/abs/1504.04546) [astro-ph.SR].
184. *Kroupa P.* On the variation of the initial mass function // MNRAS. — 2001. — Апр. — Т. 322, № 2. — С. 231—246. — DOI: [10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x). — arXiv: [astro-ph/0009005](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0009005) [astro-ph].
185. The Monitor project: rotation of low-mass stars in NGC 2362 - testing the disc regulation paradigm at 5 Myr / J. Irwin [и др.] // MNRAS. — 2008. — Февр. — Т. 384, № 2. — С. 675—686. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.12725.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12725.x). — arXiv: [0711.2398](https://arxiv.org/abs/0711.2398) [astro-ph].
186. Tidal dissipation in rotating low-mass stars and implications for the orbital evolution of close-in planets. I. From the PMS to the RGB at solar metallicity / F. Gallet [и др.] // A&A. — 2017. — Август. — Т. 604. — A112. — DOI: [10.1051/0004-6361/201730661](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730661). — arXiv: [1705.10164](https://arxiv.org/abs/1705.10164) [astro-ph.EP].

187. Tidal dissipation in rotating low-mass stars and implications for the orbital evolution of close-in massive planets. II. Effect of stellar metallicity / E. Bolmont [и др.] // *A&A*. — 2017. — Август. — Т. 604. — A113. — DOI: [10.1051/0004-6361/201730662](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730662). — arXiv: [1705.10167](https://arxiv.org/abs/1705.10167) [[astro-ph.EP](#)].
188. Strong tidal dissipation in Io and Jupiter from astrometric observations / V. Lainey [и др.] // *Nature*. — 2009. — Июнь. — Т. 459, № 7249. — С. 957—959. — DOI: [10.1038/nature08108](https://doi.org/10.1038/nature08108).
189. New constraints on Saturn’s interior from Cassini astrometric data / V. Lainey [и др.] // *Icarus*. — 2017. — Янв. — Т. 281. — С. 286—296. — DOI: [10.1016/j.icarus.2016.07.014](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2016.07.014). — arXiv: [1510.05870](https://arxiv.org/abs/1510.05870) [[astro-ph.EP](#)].
190. *Dotter A.* MESA Isochrones and Stellar Tracks (MIST) 0: Methods for the Construction of Stellar Isochrones // *ApJs*. — 2016. — Янв. — Т. 222, № 1. — С. 8. — DOI: [10.3847/0067-0049/222/1/8](https://doi.org/10.3847/0067-0049/222/1/8). — arXiv: [1601.05144](https://arxiv.org/abs/1601.05144) [[astro-ph.SR](#)].
191. Mesa Isochrones and Stellar Tracks (MIST). I. Solar-scaled Models / J. Choi [и др.] // *ApJ*. — 2016. — Июнь. — Т. 823, № 2. — С. 102. — DOI: [10.3847/0004-637X/823/2/102](https://doi.org/10.3847/0004-637X/823/2/102). — arXiv: [1604.08592](https://arxiv.org/abs/1604.08592) [[astro-ph.SR](#)].
192. *Rebull L. M., Wolff S. C., Strom S. E.* Stellar Rotation in Young Clusters: The First 4 Million Years // *AJ*. — 2004. — Февр. — Т. 127, № 2. — С. 1029—1051. — DOI: [10.1086/380931](https://doi.org/10.1086/380931).
193. The California-Kepler Survey. IV. Metal-rich Stars Host a Greater Diversity of Planets / E. A. Petigura [и др.] // *AJ*. — 2018. — Февр. — Т. 155, № 2. — С. 89. — DOI: [10.3847/1538-3881/aaa54c](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aaa54c). — arXiv: [1712.04042](https://arxiv.org/abs/1712.04042) [[astro-ph.EP](#)].
194. *Rogers J. G., Schlichting H. E., Owen J. E.* Conclusive Evidence for a Population of Water Worlds around M Dwarfs Remains Elusive // *ApJL*.
195. *Batygin K., Bodenheimer P. H., Laughlin G. P.* In Situ Formation and Dynamical Evolution of Hot Jupiter Systems // *ApJ*. — 2016. — Окт. — Т. 829, № 2. — С. 114. — DOI: [10.3847/0004-637X/829/2/114](https://doi.org/10.3847/0004-637X/829/2/114). — arXiv: [1511.09157](https://arxiv.org/abs/1511.09157) [[astro-ph.EP](#)].

196. Giant Planets at Small Orbital Distances / T. Guillot [и др.] // *ApJ*. — 1996. — Март. — Т. 459. — С. L35. — DOI: [10.1086/309935](https://doi.org/10.1086/309935). — arXiv: [astro-ph/9511109](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9511109) [[astro-ph](#)].
197. *Goldreich P., Nicholson P. D.* Turbulent Viscosity and Jupiter's Tidal Q // *Icarus*. — 1977. — Февр. — Т. 30, № 2. — С. 301—304. — DOI: [10.1016/0019-1035\(77\)90163-4](https://doi.org/10.1016/0019-1035(77)90163-4).
198. *Vidal J., Barker A. J.* Turbulent Viscosity Acting on the Equilibrium Tidal Flow in Convective Stars // *ApJ*. — 2020. — ЯНВ. — Т. 888, № 2. — С. L31. — DOI: [10.3847/2041-8213/ab6219](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab6219). — arXiv: [1912.07910](https://arxiv.org/abs/1912.07910) [[astro-ph.SR](#)].
199. *Stevenson D. J.* Turbulent thermal convection in the presence of rotation and a magnetic field: A heuristic theory // *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*. — 1979. — ЯНВ. — Т. 12, № 1. — С. 139—169. — DOI: [10.1080/03091927908242681](https://doi.org/10.1080/03091927908242681).
200. *Barker A. J., Dempsey A. M., Lithwick Y.* Theory and Simulations of Rotating Convection // *ApJ*. — 2014. — АВГ. — Т. 791, № 1. — С. 13. — DOI: [10.1088/0004-637X/791/1/13](https://doi.org/10.1088/0004-637X/791/1/13). — arXiv: [1403.7207](https://arxiv.org/abs/1403.7207) [[astro-ph.SR](#)].
201. Convection with misaligned gravity and rotation: simulations and rotating mixing length theory / L. K. Currie [и др.] // *MNRAS*. — 2020. — АПР. — Т. 493, № 4. — С. 5233—5256. — DOI: [10.1093/mnras/staa372](https://doi.org/10.1093/mnras/staa372). — arXiv: [2002.02461](https://arxiv.org/abs/2002.02461) [[astro-ph.SR](#)].
202. The impact of rotation on turbulent tidal friction in stellar and planetary convective regions / S. Mathis [и др.] // *A&A*. — 2016. — ИЮЛЬ. — Т. 592. — A33. — DOI: [10.1051/0004-6361/201527545](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527545). — arXiv: [1604.08570](https://arxiv.org/abs/1604.08570) [[astro-ph.SR](#)].
203. *Astoul A., Barker A. J.* The effects of non-linearities on tidal flows in the convective envelopes of rotating stars and planets in exoplanetary systems // *MNRAS*. — 2022. — ОКТ. — Т. 516, № 2. — С. 2913—2935. — DOI: [10.1093/mnras/stac2117](https://doi.org/10.1093/mnras/stac2117). — arXiv: [2207.12780](https://arxiv.org/abs/2207.12780) [[astro-ph.SR](#)].
204. *Astoul A., Barker A. J.* Tidally-excited inertial waves in stars and planets: exploring the frequency-dependent and averaged dissipation with nonlinear simulations // arXiv e-prints. — 2023. — СЕНТ. — arXiv:2309.02520. — DOI: [10.48550/arXiv.2309.02520](https://doi.org/10.48550/arXiv.2309.02520). — arXiv: [2309.02520](https://arxiv.org/abs/2309.02520) [[astro-ph.SR](#)].

205. *Lin Y., Ogilvie G. I.* Tidal dissipation in rotating fluid bodies: the presence of a magnetic field // MNRAS. — 2018. — Февр. — Т. 474, № 2. — С. 1644—1656. — DOI: [10.1093/mnras/stx2764](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2764). — arXiv: [1710.07690](https://arxiv.org/abs/1710.07690) [[astro-ph.EP](#)].
206. *Wei X.* The Magnetic Effect on Dynamical Tide in Rapidly Rotating Astronomical Objects // ApJ. — 2018. — Февр. — Т. 854, № 1. — С. 34. — DOI: [10.3847/1538-4357/aaa54d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaa54d). — arXiv: [1801.05552](https://arxiv.org/abs/1801.05552) [[astro-ph.SR](#)].
207. *Baruteau C., Rieutord M.* Inertial waves in a differentially rotating spherical shell // Journal of Fluid Mechanics. — 2013. — Март. — Т. 719. — С. 47—81. — DOI: [10.1017/jfm.2012.605](https://doi.org/10.1017/jfm.2012.605). — arXiv: [1203.4347](https://arxiv.org/abs/1203.4347) [[astro-ph.SR](#)].
208. Tidal inertial waves in differentially rotating convective envelopes of low-mass stars. I. Free oscillation modes / M. Guenel [и др.] // A&A. — 2016. — Май. — Т. 589. — A22. — DOI: [10.1051/0004-6361/201527621](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527621). — arXiv: [1601.04617](https://arxiv.org/abs/1601.04617) [[astro-ph.SR](#)].
209. Non-linear evolution of tidally forced inertial waves in rotating fluid bodies / B. Favier [и др.] // MNRAS. — 2014. — Март. — Т. 439, № 1. — С. 845—860. — DOI: [10.1093/mnras/stu003](https://doi.org/10.1093/mnras/stu003). — arXiv: [1401.0643](https://arxiv.org/abs/1401.0643) [[astro-ph.EP](#)].
210. *Barker A. J.* Non-linear tides in a homogeneous rotating planet or star: global simulations of the elliptical instability // MNRAS. — 2016. — Июнь. — Т. 459, № 1. — С. 939—956. — DOI: [10.1093/mnras/stw702](https://doi.org/10.1093/mnras/stw702). — arXiv: [1603.06840](https://arxiv.org/abs/1603.06840) [[astro-ph.EP](#)].
211. *Ogilvie G. I.* Tidal dissipation in rotating fluid bodies: a simplified model // MNRAS. — 2009. — Июнь. — Т. 396, № 2. — С. 794—806. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2009.14814.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.14814.x). — arXiv: [0903.4103](https://arxiv.org/abs/0903.4103) [[astro-ph.EP](#)].
212. *Lin Y.* Dynamical tides in Jupiter and the role of interior structure // A&A. — 2023. — Март. — Т. 671. — A37. — DOI: [10.1051/0004-6361/202245112](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245112). — arXiv: [2301.02418](https://arxiv.org/abs/2301.02418) [[astro-ph.EP](#)].
213. *Dewberry J. W.* Dynamical tides in Jupiter and other rotationally flattened planets and stars with stable stratification // MNRAS. — 2023. — Июнь. — Т. 521, № 4. — С. 5991—6004. — DOI: [10.1093/mnras/stad546](https://doi.org/10.1093/mnras/stad546). — arXiv: [2301.07097](https://arxiv.org/abs/2301.07097) [[astro-ph.EP](#)].

214. *Pontin C. M., Barker A. J., Hollerbach R.* Tidal Dissipation in Stratified and Semi-convective Regions of Giant Planets // *ApJ*. — 2023. — ИЮНЬ. — Т. 950, № 2. — С. 176. — DOI: [10.3847/1538-4357/accd67](https://doi.org/10.3847/1538-4357/accd67). — arXiv: [2304.11898](https://arxiv.org/abs/2304.11898) [[astro-ph.EP](#)].
215. *Lubow S. H., Tout C. A., Livio M.* Resonant Tides in Close Orbiting Planets // *ApJ*. — 1997. — ИЮЛЬ. — Т. 484, № 2. — С. 866—870. — DOI: [10.1086/304369](https://doi.org/10.1086/304369).
216. *Goodman J., Dickson E. S.* Dynamical Tide in Solar-Type Binaries // *ApJ*. — 1998. — НОЯБ. — Т. 507, № 2. — С. 938—944. — DOI: [10.1086/306348](https://doi.org/10.1086/306348). — arXiv: [astro-ph/9801289](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9801289) [[astro-ph](#)].
217. *Lai D.* DC Circuit Powered by Orbital Motion: Magnetic Interactions in Compact Object Binaries and Exoplanetary Systems // *ApJ*. — 2012. — СЕНТ. — Т. 757, № 1. — С. L3. — DOI: [10.1088/2041-8205/757/1/L3](https://doi.org/10.1088/2041-8205/757/1/L3). — arXiv: [1206.3723](https://arxiv.org/abs/1206.3723) [[astro-ph.HE](#)].
218. *Zaghoo M., Collins G. W.* Size and Strength of Self-excited Dynamos in Jupiter-like Extrasolar Planets // *ApJ*. — 2018. — ИЮЛЬ. — Т. 862, № 1. — С. 19. — DOI: [10.3847/1538-4357/aac6e8](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac6e8). — arXiv: [1803.02508](https://arxiv.org/abs/1803.02508) [[astro-ph.EP](#)].
219. Optical Hydrogen Absorption Consistent with a Thin Bow Shock Leading the Hot Jupiter HD 189733b / P. W. Cauley [и др.] // *ApJ*. — 2015. — СЕНТ. — Т. 810, № 1. — С. 13. — DOI: [10.1088/0004-637X/810/1/13](https://doi.org/10.1088/0004-637X/810/1/13). — arXiv: [1507.05916](https://arxiv.org/abs/1507.05916) [[astro-ph.EP](#)].
220. Magnetic field strengths of hot Jupiters from signals of star-planet interactions / P. W. Cauley [и др.] // *Nature Astronomy*. — 2019. — ИЮЛЬ. — Т. 3. — С. 1128—1134. — DOI: [10.1038/s41550-019-0840-x](https://doi.org/10.1038/s41550-019-0840-x). — arXiv: [1907.09068](https://arxiv.org/abs/1907.09068) [[astro-ph.EP](#)].
221. *Christensen U. R.* Dynamo Scaling Laws and Applications to the Planets // *Space Sci. Rev.* — 2010. — МАЙ. — Т. 152, № 1—4. — С. 565—590. — DOI: [10.1007/s11214-009-9553-2](https://doi.org/10.1007/s11214-009-9553-2).
222. *Davidson P. A.* Scaling laws for planetary dynamos // *Geophysical Journal International*. — 2013. — ОКТ. — Т. 195, № 1. — С. 67—74. — DOI: [10.1093/gji/ggt167](https://doi.org/10.1093/gji/ggt167). — arXiv: [1302.7140](https://arxiv.org/abs/1302.7140) [[astro-ph.EP](#)].

223. *Matsakos T., Uribe A., Königl A.* Classification of magnetized star-planet interactions: bow shocks, tails, and inspiraling flows // *A&A*. — 2015. — ИЮНЬ. — Т. 578. — А6. — DOI: [10.1051/0004-6361/201425593](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425593). — arXiv: [1503.03551](https://arxiv.org/abs/1503.03551) [[astro-ph.EP](#)].
224. *Kurbatov E. P., Bisikalo D. V.* The role of atmospheric outflows in the migration of hot Jupiters // *MNRAS*. — 2021. — СЕНТ. — Т. 506, № 3. — С. 3128–3137. — DOI: [10.1093/mnras/stab1690](https://doi.org/10.1093/mnras/stab1690). — arXiv: [2101.04112](https://arxiv.org/abs/2101.04112) [[astro-ph.EP](#)].
225. Two Regimes of Interaction of a Hot Jupiter’s Escaping Atmosphere with the Stellar Wind and Generation of Energized Atomic Hydrogen Corona / I. F. Shaikhislamov [и др.] // *ApJ*. — 2016. — ДЕК. — Т. 832, № 2. — С. 173. — DOI: [10.3847/0004-637X/832/2/173](https://doi.org/10.3847/0004-637X/832/2/173). — arXiv: [1701.07692](https://arxiv.org/abs/1701.07692) [[astro-ph.EP](#)].
226. Hot planetary winds near a star: dynamics, wind-wind interactions, and observational signatures / J. Carroll-Nellenback [и др.] // *MNRAS*. — 2017. — АПР. — Т. 466, № 2. — С. 2458–2473. — DOI: [10.1093/mnras/stw3307](https://doi.org/10.1093/mnras/stw3307). — arXiv: [1604.08532](https://arxiv.org/abs/1604.08532) [[astro-ph.EP](#)].
227. Morphology of Hydrodynamic Winds: A Study of Planetary Winds in Stellar Environments / J. McCann [и др.] // *ApJ*. — 2019. — МАРТ. — Т. 873, № 1. — С. 89. — DOI: [10.3847/1538-4357/ab05b8](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab05b8). — arXiv: [1811.09276](https://arxiv.org/abs/1811.09276) [[astro-ph.EP](#)].
228. Effects of radiation pressure on the evaporative wind of HD 209458b / A. Debrecht [и др.] // *MNRAS*. — 2020. — МАРТ. — Т. 493, № 1. — С. 1292–1305. — DOI: [10.1093/mnras/staa351](https://doi.org/10.1093/mnras/staa351). — arXiv: [1906.00075](https://arxiv.org/abs/1906.00075) [[astro-ph.EP](#)].
229. *Trammell G. B., Li Z.-Y., Arras P.* Magnetohydrodynamic Simulations of Hot Jupiter Upper Atmospheres // *ApJ*. — 2014. — ИЮНЬ. — Т. 788, № 2. — С. 161. — DOI: [10.1088/0004-637X/788/2/161](https://doi.org/10.1088/0004-637X/788/2/161). — arXiv: [1404.5817](https://arxiv.org/abs/1404.5817) [[astro-ph.EP](#)].
230. *Vidotto A. A., Cleary A.* Stellar wind effects on the atmospheres of close-in giants: a possible reduction in escape instead of increased erosion // *MNRAS*. — 2020. — МАЙ. — Т. 494, № 2. — С. 2417–2428. — DOI: [10.1093/mnras/staa852](https://doi.org/10.1093/mnras/staa852). — arXiv: [2003.10272](https://arxiv.org/abs/2003.10272) [[astro-ph.EP](#)].

231. *McQuillan A., Mazeh T., Aigrain S.* Stellar Rotation Periods of the Kepler Objects of Interest: A Dearth of Close-in Planets around Fast Rotators // *ApJ*. — 2013. — СЕНТ. — Т. 775, № 1. — С. L11. — DOI: [10.1088/2041-8205/775/1/L11](https://doi.org/10.1088/2041-8205/775/1/L11). — arXiv: [1308.1845](https://arxiv.org/abs/1308.1845) [[astro-ph.EP](#)].
232. A Dearth of Close-in Planets around Rapidly Rotating Stars or a Dearth of Data? / Y. S. Messias [и др.] // *ApJ*. — 2022. — Май. — Т. 930, № 2. — С. L23. — DOI: [10.3847/2041-8213/ac69cd](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac69cd). — arXiv: [2205.04893](https://arxiv.org/abs/2205.04893) [[astro-ph.EP](#)].
233. Planet formation throughout the Milky Way. Planet populations in the context of Galactic chemical evolution / J. Nielsen [и др.] // *A&A*. — 2023. — ОКТ. — Т. 678. — A74. — DOI: [10.1051/0004-6361/202346697](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202346697). — arXiv: [2308.15504](https://arxiv.org/abs/2308.15504) [[astro-ph.EP](#)].
234. Statistical properties of exoplanets. II. Metallicity, orbital parameters, and space velocities / N. C. Santos [и др.] // *A&A*. — 2003. — ЯНВ. — Т. 398. — С. 363–376. — DOI: [10.1051/0004-6361:20021637](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021637). — arXiv: [astro-ph/0211211](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0211211) [[astro-ph](#)].
235. *Fischer D. A., Valenti J.* The Planet-Metallicity Correlation // *ApJ*. — 2005. — АПР. — Т. 622, № 2. — С. 1102–1117. — DOI: [10.1086/428383](https://doi.org/10.1086/428383).
236. Orbital and physical properties of planets and their hosts: new insights on planet formation and evolution / V. Z. Adibekyan [и др.] // *A&A*. — 2013. — ДЕК. — Т. 560. — A51. — DOI: [10.1051/0004-6361/201322551](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322551). — arXiv: [1311.2417](https://arxiv.org/abs/1311.2417) [[astro-ph.EP](#)].
237. NGC 2362: A Template for Early Stellar Evolution / A. Moitinho [и др.] // *ApJ*. — 2001. — ДЕК. — Т. 563, № 1. — С. L73–L76. — DOI: [10.1086/338503](https://doi.org/10.1086/338503). — arXiv: [astro-ph/0111106](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0111106) [[astro-ph](#)].
238. On the origin of the bimodal rotational velocity distribution in stellar clusters: rotation on the pre-main sequence / N. Bastian [и др.] // *MNRAS*. — 2020. — ИЮНЬ. — Т. 495, № 2. — С. 1978–1983. — DOI: [10.1093/mnras/staa1332](https://doi.org/10.1093/mnras/staa1332). — arXiv: [2005.01779](https://arxiv.org/abs/2005.01779) [[astro-ph.SR](#)].
239. The Sun as a planet-host star: proxies from SDO images for HARPS radial-velocity variations / R. D. Haywood [и др.] // *MNRAS*. — 2016. — АПР. —

- T. 457, № 4. — С. 3637—3651. — DOI: [10.1093/mnras/stw187](https://doi.org/10.1093/mnras/stw187). — arXiv: [1601.05651](https://arxiv.org/abs/1601.05651) [[astro-ph.EP](#)].
240. The Upper Edge of the Neptune Desert Is Stable Against Photoevaporation / S. Vissapragada [и др.] // AJ. — 2022. — Дек. — Т. 164, № 6. — С. 234. — DOI: [10.3847/1538-3881/ac92f2](https://doi.org/10.3847/1538-3881/ac92f2). — arXiv: [2204.11865](https://arxiv.org/abs/2204.11865) [[astro-ph.EP](#)].
241. *Gilmore G., Wyse R. F. G., Jones J. B.* A Determination of the Thick Disk Chemical Abundance Distribution: Implications for Galaxy Evolution // AJ. — 1995. — Март. — Т. 109. — С. 1095. — DOI: [10.1086/117344](https://doi.org/10.1086/117344). — arXiv: [astro-ph/9411116](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9411116) [[astro-ph](#)].
242. Age Distribution of Exoplanet Host Stars: Chemical and Kinematic Age Proxies from GAIA DR3 / C. Swastik [и др.] // AJ. — 2023. — Сент. — Т. 166, № 3. — С. 91. — DOI: [10.3847/1538-3881/ace782](https://doi.org/10.3847/1538-3881/ace782). — arXiv: [2307.11442](https://arxiv.org/abs/2307.11442) [[astro-ph.SR](#)].
243. The California-Kepler Survey. III. A Gap in the Radius Distribution of Small Planets / B. J. Fulton [и др.] // AJ. — 2017. — Сент. — Т. 154, № 3. — С. 109. — DOI: [10.3847/1538-3881/aa80eb](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa80eb). — arXiv: [1703.10375](https://arxiv.org/abs/1703.10375) [[astro-ph.EP](#)].
244. *Bailey E., Batygin K.* The Hot Jupiter Period-Mass Distribution as a Signature of in situ Formation // ApJ. — 2018. — Окт. — Т. 866, № 1. — С. L2. — DOI: [10.3847/2041-8213/aade90](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aade90). — arXiv: [1809.05517](https://arxiv.org/abs/1809.05517) [[astro-ph.EP](#)].
245. *Jia S., Spruit H. C.* Instability of mass transfer in a planet-star system // MNRAS. — 2017. — Февр. — Т. 465, № 1. — С. 149—160. — DOI: [10.1093/mnras/stw1693](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1693). — arXiv: [1607.03919](https://arxiv.org/abs/1607.03919) [[astro-ph.EP](#)].
246. The fast spin of the young exoplanet beta Pic b / J. Birkby [и др.] // Thirty years of Beta Pic and Debris Disks Studies / под ред. А. .-.М. Lagrange, А. Boccaletti. — Сент. 2014. — С. 30.
247. Tidal Dissipation in WASP-12 / N. N. Weinberg [и др.] // ApJ. — 2017. — Нояб. — Т. 849, № 1. — С. L11. — DOI: [10.3847/2041-8213/aa9113](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa9113). — arXiv: [1710.00858](https://arxiv.org/abs/1710.00858) [[astro-ph.EP](#)].

248. *Bailey A., Goodman J.* Understanding WASP-12b // MNRAS. — 2019. — ЯНВ. — Т. 482, № 2. — С. 1872—1882. — DOI: [10.1093/mnras/sty2805](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2805). — arXiv: [1808.00052](https://arxiv.org/abs/1808.00052) [[astro-ph.EP](#)].
249. The Milky Way Tomography with SDSS. I. Stellar Number Density Distribution / M. Jurić [и др.] // ApJ. — 2008. — Февр. — Т. 673, № 2. — С. 864—914. — DOI: [10.1086/523619](https://doi.org/10.1086/523619). — arXiv: [astro-ph/0510520](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0510520) [[astro-ph](#)].
250. Dust in the galactic environment / под ред. D. Whittet. — ЯНВ. 2003.
251. Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) / G. R. Ricker [и др.] // Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems. — 2015. — ЯНВ. — Т. 1. — С. 014003. — DOI: [10.1117/1.JATIS.1.1.014003](https://doi.org/10.1117/1.JATIS.1.1.014003).
252. The PLATO Simulator: modelling of high-precision high-cadence space-based imaging / P. Marcos-Arenal [и др.] // A&A. — 2014. — ИЮНЬ. — Т. 566. — A92. — DOI: [10.1051/0004-6361/201323304](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323304). — arXiv: [1404.1886](https://arxiv.org/abs/1404.1886) [[astro-ph.IM](#)].
253. Selection, Prioritization, and Characteristics of Kepler Target Stars / N. M. Batalha [и др.] // ApJ. — 2010. — Апр. — Т. 713, № 2. — С. L109—L114. — DOI: [10.1088/2041-8205/713/2/L109](https://doi.org/10.1088/2041-8205/713/2/L109). — arXiv: [1001.0349](https://arxiv.org/abs/1001.0349) [[astro-ph.SR](#)].
254. *Ogilvie G. I.* Tidal Dissipation in Stars and Giant Planets // ARA&A. — 2014. — АВГ. — Т. 52. — С. 171—210. — DOI: [10.1146/annurev-astro-081913-035941](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081913-035941). — arXiv: [1406.2207](https://arxiv.org/abs/1406.2207) [[astro-ph.SR](#)].
255. *Mankovich C. R., Fuller J.* A diffuse core in Saturn revealed by ring seismology // Nature Astronomy. — 2021. — НОЯБ. — Т. 5. — С. 1103—1109. — DOI: [10.1038/s41550-021-01448-3](https://doi.org/10.1038/s41550-021-01448-3). — arXiv: [2104.13385](https://arxiv.org/abs/2104.13385) [[astro-ph.EP](#)].
256. Jupiter’s interior from Juno: Equation-of-state uncertainties and dilute core extent / S. Howard [и др.] // A&A. — 2023. — Апр. — Т. 672. — A33. — DOI: [10.1051/0004-6361/202245625](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245625). — arXiv: [2302.09082](https://arxiv.org/abs/2302.09082) [[astro-ph.EP](#)].
257. Hydrodynamic modelling of dynamical tides dissipation in Jupiter’s interior as revealed by Juno / H. Dhouib [и др.] // arXiv e-prints. — 2023. — НОЯБ. — arXiv:2311.03288. — DOI: [10.48550/arXiv.2311.03288](https://doi.org/10.48550/arXiv.2311.03288). — arXiv: [2311.03288](https://arxiv.org/abs/2311.03288) [[astro-ph.EP](#)].

258. *Goldreich P., Soter S.* Q in the Solar System // *Icarus*. — 1966. — ЯНВ. — Т. 5, № 1. — С. 375—389. — DOI: [10.1016/0019-1035\(66\)90051-0](https://doi.org/10.1016/0019-1035(66)90051-0).
259. *Kraft R. P.* Studies of Stellar Rotation. V. The Dependence of Rotation on Age among Solar-Type Stars // *ApJ*. — 1967. — НОЯБ. — Т. 150. — С. 551. — DOI: [10.1086/149359](https://doi.org/10.1086/149359).
260. *Spalding C., Winn J. N.* Tidal Erasure of Stellar Obliquities Constrains the Timing of Hot Jupiter Formation // *ApJ*. — 2022. — Март. — Т. 927, № 1. — С. 22. — DOI: [10.3847/1538-4357/ac4993](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac4993). — arXiv: [2201.03653](https://arxiv.org/abs/2201.03653) [[astro-ph.EP](#)].
261. *Fuller J., Luan J., Quataert E.* Resonance locking as the source of rapid tidal migration in the Jupiter and Saturn moon systems // *MNRAS*. — 2016. — ИЮНЬ. — Т. 458, № 4. — С. 3867—3879. — DOI: [10.1093/mnras/stw609](https://doi.org/10.1093/mnras/stw609). — arXiv: [1601.05804](https://arxiv.org/abs/1601.05804) [[astro-ph.EP](#)].
262. *André Q., Barker A. J., Mathis S.* Layered semi-convection and tides in giant planet interiors. I. Propagation of internal waves // *A&A*. — 2017. — СЕНТ. — Т. 605. — A117. — DOI: [10.1051/0004-6361/201730765](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730765). — arXiv: [1704.08974](https://arxiv.org/abs/1704.08974) [[astro-ph.EP](#)].
263. *André Q., Mathis S., Barker A. J.* Layered semi-convection and tides in giant planet interiors. II. Tidal dissipation // *A&A*. — 2019. — ИЮНЬ. — Т. 626. — A82. — DOI: [10.1051/0004-6361/201833674](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833674). — arXiv: [1902.04848](https://arxiv.org/abs/1902.04848) [[astro-ph.EP](#)].
264. NGTS-4b: A sub-Neptune transiting in the desert / R. G. West [и др.] // *MNRAS*. — 2019. — ИЮЛЬ. — Т. 486, № 4. — С. 5094—5103. — DOI: [10.1093/mnras/stz1084](https://doi.org/10.1093/mnras/stz1084). — arXiv: [1809.00678](https://arxiv.org/abs/1809.00678) [[astro-ph.EP](#)].
265. NGTS-14Ab: a Neptune-sized transiting planet in the desert / A. M. S. Smith [и др.] // *A&A*. — 2021. — ФЕВР. — Т. 646. — A183. — DOI: [10.1051/0004-6361/202039712](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039712). — arXiv: [2101.01470](https://arxiv.org/abs/2101.01470) [[astro-ph.EP](#)].
266. *Heller R.* Formation of hot Jupiters through disk migration and evolving stellar tides // *A&A*. — 2019. — АВГ. — Т. 628. — A42. — DOI: [10.1051/0004-6361/201833486](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833486). — arXiv: [1806.06601](https://arxiv.org/abs/1806.06601) [[astro-ph.EP](#)].

267. *Popkov A. V., Popov S. B.* The rate of planet-star coalescences due to tides and stellar evolution // MNRAS. — 2019. — Дек. — Т. 490, № 2. — С. 2390—2404. — DOI: [10.1093/mnras/stz2783](https://doi.org/10.1093/mnras/stz2783). — arXiv: [1909.01719](https://arxiv.org/abs/1909.01719) [[astro-ph.EP](#)].
268. *Hamer J. H., Schlaufman K. C.* Hot Jupiters Are Destroyed by Tides While Their Host Stars Are on the Main Sequence // The Astronomical Journal. — 2019. — Т. 158, № 5. — С. 190. — DOI: [10.3847/1538-3881/ab3c56](https://doi.org/10.3847/1538-3881/ab3c56). — URL: <http://dx.doi.org/10.3847/1538-3881/ab3c56>.
269. *Miyazaki S., Masuda K.* Evidence That the Occurrence Rate of Hot Jupiters around Sun-like Stars Decreases with Stellar Age // AJ. — 2023. — Ноябрь. — Т. 166, № 5. — С. 209. — DOI: [10.3847/1538-3881/acff71](https://doi.org/10.3847/1538-3881/acff71). — arXiv: [2309.14605](https://arxiv.org/abs/2309.14605) [[astro-ph.EP](#)].
270. *Alzate J. A., Bruzual G., Diaz-González D. J.* Star formation history of the solar neighbourhood as told by Gaia // MNRAS. — 2021. — ЯНВ. — Т. 501, № 1. — С. 302—328. — DOI: [10.1093/mnras/staa3576](https://doi.org/10.1093/mnras/staa3576). — arXiv: [2011.05732](https://arxiv.org/abs/2011.05732) [[astro-ph.GA](#)].
271. *Rasio F. A., Ford E. B.* Dynamical instabilities and the formation of extrasolar planetary systems // Science. — 1996. — Ноябрь. — Т. 274. — С. 954—956. — DOI: [10.1126/science.274.5289.954](https://doi.org/10.1126/science.274.5289.954).
272. *Cohen O., Glocer A.* Ambipolar Electric Field, Photoelectrons, and Their Role in Atmospheric Escape from Hot Jupiters // ApJ. — 2012. — Июль. — Т. 753, № 1. — С. L4. — DOI: [10.1088/2041-8205/753/1/L4](https://doi.org/10.1088/2041-8205/753/1/L4). — arXiv: [1206.0296](https://arxiv.org/abs/1206.0296) [[astro-ph.EP](#)].
273. Gaia DR2 reveals a star formation burst in the disc 2-3 Gyr ago / R. Mor [и др.] // A&A. — 2019. — Апр. — Т. 624. — С. L1. — DOI: [10.1051/0004-6361/201935105](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935105). — arXiv: [1901.07564](https://arxiv.org/abs/1901.07564) [[astro-ph.GA](#)].
274. Giant Planet Occurrence in the Stellar Mass-Metallicity Plane / J. A. Johnson [и др.] // PASP. — 2010. — АВГ. — Т. 122, № 894. — С. 905. — DOI: [10.1086/655775](https://doi.org/10.1086/655775). — arXiv: [1005.3084](https://arxiv.org/abs/1005.3084) [[astro-ph.EP](#)].

Список рисунков

- 1.1 Период вращения звезды как функция времени после диссипации диска для моделей звезд солнечной массы с $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$ 21
- 1.2 Зависимость «масса-радиус». Красной пунктирной линией отмечено уравнение (14) из [126], синяя штриховая линия соответствует эмпирической калибровке радиусов горячих юпитеров из [137], черная сплошная линия отображает параметризацию, используемую в настоящей работе. Левая панель: $F = 10^3 F_{\oplus}$, правая панель: $F = 10^4 F_{\oplus}$ 23
- 1.3 Эволюция приливного фактора ($M_* = 1.0 M_{\odot}$, $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.2$, $P_{\text{orb}} = 1$ сут, $P_{\text{rot}} = 4.5$ сут). Скорость вращения звезды и орбитальное расстояние зафиксировано. Линии, сверху вниз, иллюстрируют равновесные приливы, инерциальные и гравитационные волны, соответственно. Красный, черный, фиолетовый и синий маркеры отображают начало диссипации гравитационных волн в системе, где масса планеты $M_{\text{pl}} = 0.3 M_{\text{J}}$, $1 M_{\text{J}}$, $3 M_{\text{J}}$ и $10 M_{\text{J}}$, соответственно. 30
- 1.4 Экваториальная напряженность магнитного поля на поверхности планеты. 33
- 2.1 Эволюция горячего юпитера с $M_{\text{pl},0} = 2 M_{\text{J}}$ вокруг звезды солнечной массы с $P_{\text{rot},0} = 4.5$ сут. Верхняя панель: масса планеты. Средняя панель: орбитальный период планеты. Нижняя панель: эволюция шкал времени. Подробности указаны в тексте. 40
- 2.2 То же, что и рисунок 2.1, но для системы с $M_{\text{pl},0} = 1 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 3$ сут (левая панель) и $M_{\text{pl},0} = 2 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 3$ сут (правая панель). 42
- 2.3 То же, что и рисунок 2.1, но для системы с $M_{\text{pl},0} = 0.3 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 5.5$ сут (левая панель) and $M_{\text{pl},0} = 2 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 5.5$ сут (правая панель). Сплошные кривые снизу вверх: $P_{\text{orb},0} = 1, 1.5, 2, 2.5, 3.5$ и 5 сут. 44

- 2.4 То же, что и рисунок 2.3, но для системы с $M_{\text{pl},0} = 2 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 2.5$ сут (левая панель) and $M_{\text{pl},0} = 2 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 12$ сут (правая панель). 45
- 2.5 Диаграммы событий для звезд с разными начальными периодами вращения. Красные кресты: стабильные на момент конца ГП планеты. Зеленый цвет: выпадения вследствие диссипации гравитационных волн. Оранжевый и фиолетовый цвета: выпадения до начала диссипации гравитационных волн (прямые выпадения и приливные разрушения, соответственно). Синий цвет: полное испарение газовой оболочки. Черный цвет: планеты, претерпевающие заполнение полость Роша, но остающиеся стабильными и сохраняющие газовую оболочку к концу ГП. Квадраты и треугольники: планеты, заполняющие полость Роша до и после НГП, соответственно. 48
- 2.6 То же, что и рисунок 2.1, но для системы с $M_{\text{pl},0} = 0.3 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 4.5$ сут (левая панель) and $M_{\text{pl},0} = 2 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 4.5$ сут (правая панель). Синим, зеленым, оранжевым и фиолетовым цветом отмечены эволюционные треки, соответствующие $\chi = 0.3, 0.5, 0.7$ и 1 49
- 2.7 То же, что и рисунок 2.1, но для системы с $M_{\text{pl},0} = 0.3 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 2$ сут (левая панель) and $M_{\text{pl},0} = 3 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 5.5$ сут (правая панель). Средняя панель: напряженность экваториального магнитного поля на поверхности планеты B_{pl} . Синим и зеленым цвет соответствуют модели с $B_{\text{pl}} = 10$ and 30 Гс. Оранжевый и фиолетовый цвета отображают модель магнитного поля из работ [181] и [180], соответственно. 50
- 2.8 То же, что и рисунок 2.1, но для системы с $M_{\text{pl},0} = 2 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 5.5$ сут (левая панель) and $M_{\text{pl},0} = 4 M_{\text{J}}$, $P_{\text{rot},0} = 5.5$ сут (правая панель). Темно-синяя линия - предел Роша с $f_{\text{p}} = 2.7$, зеленые линии иллюстрируют эволюцию системы в случае обновленного предела Роша. 52

- 2.9 Диаграммы событий для систем с $M_* = 0.8 M_\odot$ (левая верхняя панель), $1.0 M_\odot$ (правая верхняя панель) и $1.2 M_\odot$ (нижняя панель). Начальный период вращения $P_{\text{rot},0} = 5.5$ сут. Зеленые круги: планеты, выпадающие на свои звезды после начала опрокидывания гравитационных волн. Синие треугольники: планеты, выпадающие до начала опрокидывания. Красные кресты: планеты, не выпадающие до окончания ГП. Желтые ромбы: планеты, близкие к выпадению, но остающиеся стабильными к моменту окончания ГП. 54
- 2.10 Эволюция периода вращения звезд с $M_* = 0.8 M_\odot$ (синяя штриховая линия), $1.0 M_\odot$ (красная штрих-пунктирная линия) и $1.2 M_\odot$ (зеленая сплошная линия). Начальный период вращения $P_{\text{rot},0} = 5.5$ сут. 55
- 2.11 Диаграммы событий для двух показателей металличности. Фиолетовые квадраты: выпадения до НГП. Остальные обозначения те же, что и на рисунке 2.9. Левая панель: $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$. Правая панель: $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.4$. Для обеих панелей $M_* = 1.0 M_\odot$ и $P_{\text{rot},0} = 3.5$ сут. 57
- 2.12 Эволюция приливных факторов для моделей с $M_* = 1.0 M_\odot$ и тремя показателями металличности: $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$ (синяя штриховая линия), 0.2 (зеленая сплошная линия) и 0.4 (красная штрих-пунктирная линия). Для этого рисунка выбраны следующие параметры: $\tau_{\text{disc}} = 4.3$ млн лет, $P_{\text{orb}} = 1$ сут и $P_{\text{rot}} = 3.5$ сут. Квадраты на нижней панели соответствуют началу диссипации гравитационных волн в случае планеты с $M_{\text{pl}} = 5 M_{\text{J}}$. 58
- 3.1 Распределение начального периода вращения выборки NGC 2362. Синяя гистограмма: необработанные данные от [185]. Красная гистограмма: распределение, полученное в результате корректировки (см. текст). Черная сплошная линия соответствует аппроксимации нормальным распределением. . . . 61

- 3.2 Распределение «простой» популяции горячих юпитеров на диаграмме «масса–орбитальный период» для разных возрастов. Черная стрелка: трек системы, изображенной на рисунке 2.2. Красные круги: наблюдаемые планеты в системах с $0.95 M_{\odot} < M_{*} < 1.05 M_{\odot}$ из архива экзопланет НАСА (<https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>) 64
- 3.3 Распределение масс горячих юпитеров. Зеленая гистограмма представляет наблюдаемую выборку планет из <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>. Черная сплошная линия соответствует уравнению (3.3) с $\zeta_{pl} = -0.067$, $\sigma_{pl} = 0.31$ и $\beta_{pl} = -1.46$ 66
- 3.4 Плотность распределение двух обновленных синтетических популяций транзитных горячих юпитеров. Слева изображена Модель 1, в которой внутренняя граница начального распределения планет задается внутренней границей протопланетного диска. Справа продемонстрирована Модель 2, в которой минимальное начальное орбитальное расстояние определяется пределом Роша для $f_p = 2.7$. Красные круги: выборка наблюдаемых планет у звезд солнечной массы. Штрихпунктирная линия: нижняя граница диапазона масс юпитеров. 67
- 3.5 Вероятность выпадения как функция массы планеты. Заштрихованная зеленая гистограмма: общее количество выпадений к концу ГП, оранжевые гистограмма: количество состоявшихся к современной эпохе выпадений. 71
- 3.6 Вероятность выпадения на диаграмме «масса–орбитальное расстояние». Левая панель отображает общую статистику выпадений к концу ГП. Правая панель демонстрирует состоявшиеся выпадения (с учетом текущего возраста системы). 72
- 3.7 Вероятность выпадения как функция массы звезды. Синие круги: общее количество выпадений. Зеленые квадраты: состоявшиеся выпадения. Красные ромбы: выпадения с транзитами. 73

- 4.1 Зависимость приливного фактора Q' для каждого из рассматриваемых механизмов от периода приливных возмущений P_{tide} . Сплошные и штриховые линии относятся к горячим ($F = 1000 F_{\oplus}$) и холодным ($F = F_{\oplus}$) моделям, соответственно. Масса планеты, период вращения и возраст указаны в верхней части каждого графика. Черная и синяя линии соответствуют равновесным приливам без учета и с учетом поправок в конвективные параметры, вызванных вращением. Красная и фиолетовая линии описывают инерциальные и гравитационные волны, соответственно. Серая пунктирная линия определяет минимальный для возбуждения инерциальных волн приливной период ($P_{\text{tide}} = P_{\text{rot}}/2$). 78
- 4.2 Профили плотности газовых оболочек планет, изображенных на рисунке 4.1. Плотность нормирована на среднюю плотность, радиальная координата нормирована на радиус планеты. Сплошные (штрих-пунктирные) линии соответствуют «холодным» («горячим») моделям; красным (зеленым) цветом выделены модели с возрастом 3 млн лет (10 млрд лет). Черные штриховые и пунктирные линии иллюстрируют политропные модели с $n = 1$ и $n = 1.5$, соответственно. 80
- 4.3 Эволюция приливных факторов, соответствующих квазистационарным приливам (первая панель), инерциальным волнам (вторая панель) и гравитационным волнам (третья панель). Четвертая панель: эволюция планетного радиуса. Показаны модели горячих планет с периодом возмущений $P_{\text{tide}} = 1$ сут и периодом вращения $P_{\text{rot}} = 10$ ч. 81
- 4.4 Эволюция характеристик, определяющих величину Q'_{gw} согласно уравнениям (1.18) и (1.19). Используются модели горячих планет с $P_{\text{tide}} = 1$ сут. 83

- 4.5 Эволюция приливного фактора для инерциальных (верхняя панель) и гравитационных (средняя панель) волн в моделях холодного и горячего юпитеров, отмеченных синим и красным, соответственно. Нижняя панель: положение основания зоны лучистого переноса. Синие и черные круги относятся к оболочкам холодного юпитера; красные треугольники – к оболочке горячего юпитера. 88
- 4.6 Верхняя панель: распределение эксцентриситетов наблюдаемых горячих и теплых юпитеров в зависимости от времени циркуляризации, вычисленного при помощи оценок темпов диссипации инерциальных волн. Системы со звездами, находящимися выше (ниже) разрыва Крафта, отмечены черным (светло-синим). Синяя штриховая и черная пунктирная линии иллюстрируют средний эксцентриситет среди планет с $e > 0.1$ (т.н. планеты с некруговыми орбитами), обращающихся вокруг звезд ниже и выше разрыва Крафта, соответственно. Гистограмма на средней панели: распределение среднего эксцентриситета планет с некруговыми орбитами. Гистограмма на нижней панели: распределение доли планет с некруговыми орбитами по отношению к общему числу планет в каждом интервале. 90

Список таблиц

| | | |
|---|--|----|
| 1 | Параметры звездного ветра | 21 |
| 2 | Статистика планетных выпадений | 74 |