

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ**Газовые оболочки экзопланет — горячих Юпитеров**

Д.В. Бисикало, В.И. Шематович, П.В. Кайгородов, А.Г. Жилкин

В работе рассматриваются физические характеристики и динамика газовых оболочек горячих Юпитеров (ГЮ) — газовых гигантов, масса которых сопоставима с массой Юпитера, а большая полуось орбиты меньше 0,1 а.е. С момента открытия первого ГЮ прошло уже почти четверть века, однако до сих пор многие вопросы об их происхождении и свойствах остаются открытыми. Научный интерес к ГЮ имеет две основные причины. Первая — это отсутствие подобных планет в нашей Солнечной системе, что бросает открытый вызов всем космогоническим теориям. Вторая — характеристики атмосфер экзопланет в настоящее время могут быть получены главным образом для транзитных ГЮ путём исследования их абсорбционных спектров. Планеты этого типа легко наблюдаются по сравнению с другими, поскольку они имеют большой размер, а их транзиты могут наблюдаться при значительно больших углах наклона орбитальной плоскости. Сравнительно недавно были получены данные о наличии по крайней мере у некоторых ГЮ протяжённых газовых оболочек, простирающихся далеко за пределы их полостей Роша. В статье основное внимание уделено результатам теоретических исследований и численного моделирования динамики оболочек ГЮ. Также обсуждаются вопросы экспериментальной проверки полученных результатов и предсказаний с использованием планируемых российских космических телескопов "Спектр-УФ" (международное название WSO-UV) и "Миллиметрон".

Ключевые слова: горячие Юпитеры, атмосфера экзопланет, аэрономические модели, МГД

PACS number: 96.15.Hy

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.11.038879>

Содержание

1. Введение (785).
2. Верхние атмосфера горячих Юпитеров (787).
 - 2.1. Нагрев водород-доминантной атмосферы жёстким звёздным излучением.
 - 2.2. Влияние спектра жёсткого излучения звезды на эффективность нагрева.
 - 2.3. Нагрев за счёт высыпания электронов в верхнюю атмосферу экзопланеты.
 - 2.4. Аэрономическая модель горячего Юпитера с учётом надтепловых частиц.
3. Газодинамика оболочек горячих Юпитеров (798).
 - 3.1. Переполнение полости Роша атмосферой планеты.
 - 3.2. Стабилизация оболочек горячих Юпитеров звёздным ветром.
 - 3.3. Влияние излучения звезды на течение в оболочке.
4. Влияние магнитного поля на динамику оболочек горячих Юпитеров (815).
 - 4.1. Влияние собственного поля планеты.
 - 4.2. Влияние поля звёздного ветра.
 - 4.3. Субальвеновский режим обтекания.
 - 4.4. Развитие МГД моделей: необходимые шаги.
5. Влияние активности звезды на оболочки горячих Юпитеров (829).
 - 5.1. Влияние звёздной вспышки на динамическое состояние атмосферы.
 - 5.2. Взаимодействие корональных выбросов массы

с протяжённой оболочкой горячего Юпитера.

- 5.3. Зависимость темпа потери массы атмосферой экзопланеты от частоты корональных выбросов массы.
- 5.4. Влияние магнитного поля на механизм взаимодействия оболочки с корональными выбросами массы.

6. Заключение (841).

Список литературы (843).

1. Введение

Гипотеза о существовании планет у далёких звёзд была выдвинута достаточно давно, однако средства наблюдений долгое время не позволяли надёжно зафиксировать их наличие. Отчасти успешному поиску мешало общепринятое представление о типичности Солнечной системы — предполагалось, что следует искать долгопериодические планеты у звёзд, подобных Солнцу. Тем не менее одна из первых планет, 51 Peg b, обнаруженная в 1995 г. [1], имела совершенно неожиданные параметры: массу около половины массы Юпитера и очень короткий орбитальный период (4 дня), т.е. она расположена к звезде примерно в семь раз ближе, чем Меркурий к Солнцу. Позже множество похожих объектов было обнаружено рядом с разными звёздами, они получили общее название — горячие Юпитеры (ГЮ).

Открытие ГЮ явилось серьёзным вызовом для исследователей космогонии планетных систем. Действительно, общепринятые космогонические теории [2–5] предсказывают образование планет-гигантов только на высоких орbitах, где они могут аккрецировать доста-

Д.В. Бисикало^(a), В.И. Шематович^(b),
П.В. Кайгородов^(c), А.Г. Жилкин^(d)

Институт астрономии РАН,
ул. Пятницкая 48, 119017 Москва, Российская Федерация
E-mail: ^(a)bisikalo@inasan.ru, ^(b)shematov@inasan.ru,
^(c)pasha@inasan.ru, ^(d)zhilkin@inasan.ru

Статья поступила 1 июня 2020 г.,
после доработки 9 ноября 2020 г.

точно вещества до исчерпания протопланетного диска. В дальнейшем, согласно этим теориям, планеты-гиганты продолжают оставаться на своих орбитах, что позволяет объяснить наблюдаемую структуру Солнечной системы. Для объяснения механизмов возникновения ГЮ было предложено несколько гипотез, которые по привлекаемым физическим процессам могут быть разделены на три группы: а) образование ГЮ непосредственно на низких орбитах; б) миграция образовавшихся за линией снега газовых гигантов на низкие орбиты за счёт взаимодействия с газопылевым протопланетным диском; в) приливный захват родительской звездой газовых гигантов на орбитах с высоким эксцентриситетом (см., например, недавние обзоры [6–8]). К сожалению, несмотря на прошедшую с момента открытия первого ГЮ четверть века, консенсус об основном или преимущественном механизме их образования всё ещё не найден. У каждой из предложенных гипотез имеются свои достоинства и ограничения. Так, например, в пользу группы гипотез (а) свидетельствует наличие большого числа ГЮ, имеющих круговые орбиты с низким наклоном. Однако если предположить, что будущие ГЮ — это суперземли, аккрецирующие вещество протопланетного диска (см., например, [9]), то для их формирования требуется очень высокие значения поверхностной плотности твёрдой фракции во внутренней области диска. Это противоречит как наблюдательным данным (вообще говоря, весьма ограниченным), так и теоретическим моделям протопланетных дисков. В пользу идеи миграции, вызванной взаимодействием с протопланетным диском (группа б) и/или с другими массивными планетами (группа в), говорит открытие большого количества ГЮ на эллиптических и сильно наклонённых орбитах. Кроме того, идея миграции в диске (группа б) позволяет объяснить наблюдаемое распределение периодов газовых гигантов [10], а приливная миграция (группа в) — отсутствие малых планет около ГЮ и наблюдения ГЮ на орbitах с умеренным эксцентриситетом [6]. В то же время для реализации механизмов, относящихся к группе (б), требуется поддержание определённых свойств диска, которые, в свою очередь, противоречат данным наблюдений популяции экзопланет других типов. Для реализации механизмов из группы (в) необходимо иметь определённую архитектуру планетной системы, что (на современной статистике) также не всегда подтверждается наблюдениями. Очевидно, что для дальнейшего прогресса в исследовании космогонии планетных систем, содержащих ГЮ, необходимы как накопление наблюдательного материала, так и развитие теоретических моделей. Одним из возможных направлений исследований является изучение физических и химических свойств атмосферы и газовых оболочек горячих юпитеров, которое позволит получить дополнительные аргументы о месте образования ГЮ в планетной системе.

На момент написания статьи (апрель 2020 г.) в базе данных <http://exoplanet.eu> имеется порядка 500 подтверждённых объектов, имеющих массу $> 0,25 M_{\text{jup}}$ и размер большой полуоси $< 0,1$ а.е., что позволяет отнести их к ГЮ. Примерно половина из них имеет нулевой эксцентриситет орбиты, максимальный эксцентриситет орбиты превышает 0,5. Фотометрические радиусы большинства ГЮ лежат в диапазоне (1–2) R_{jup} (рис. 1), однако несколько планет имеют существенно меньшие ра-

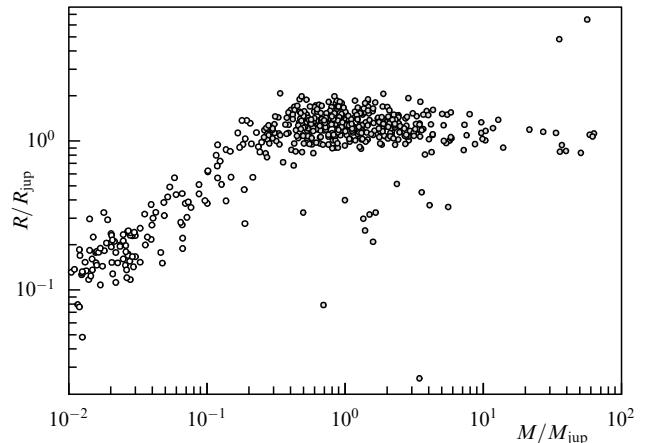


Рис. 1. Диаграмма масса–радиус для экзопланет с массами $> 0,01 M_{\text{jup}}$ и размером большой полуоси $< 0,1$ а.е. Планеты, относящиеся к ГЮ (с массами $> 0,25 M_{\text{jup}}$), показаны серыми кружками.

диусы (вплоть до $\lesssim 0,1 R_{\text{jup}}$), также обнаружены две планеты (с массами в несколько десятков M_{jup}), имеющие существенно большие радиусы, ~ 5 и $\sim 6 R_{\text{jup}}$.

Научный интерес к горячим юпитерам обусловлен двумя причинами. Первая — это отсутствие аналога такой планеты в нашей Солнечной системе и, следовательно, возникновение возможности расширенной проверки космогонических теорий. Вторая — это то, что детальные характеристики атмосфер экзопланет в настоящее время можно определить из наблюдений в основном только для ГЮ. Также большое количество обнаруженных ГЮ и сравнительная простота наблюдения делают их весьма привлекательными объектами исследования. Многие из известных ГЮ являются транзитными, что даёт возможность по кривым блеска и спектральным данным, полученным во время транзитов, получить информацию о форме и составе их оболочек.

Первые наблюдения транзитов горячих юпитеров принесли неожиданные результаты. Например, диск планеты HD 209458b может блокировать только 1,8 % света звезды во время затмения, но в линии Ly- α затмение может достигать 15 % [11, 12]. Позднее аналогичный эффект наблюдался в линиях C, O и Si [13–15]. Кроме того, для некоторых горячих юпитеров затмения в линиях начинаются намного раньше и заканчиваются намного позже, чем в континууме [16, 17]. Все эти признаки свидетельствуют о наличии очень больших протяжённых газовых оболочек у горячих юпитеров. Такие оболочки существенно превышают размеры атмосферы и должны интенсивно взаимодействовать с родительской звездой, звёздным ветром и самой планетой, что даёт нам уникальную возможность получить информацию о них, и об этих объектах.

После своего открытия протяжённые оболочки ГЮ стали объектами пристального внимания, так же как и структура внешних слоёв атмосфер экзопланет этого типа. Так, в работе [18] было показано, что основным фактором, определяющим структуру атмосфер ГЮ, является нагрев жёстким ультрафиолетовым и мягким рентгеновским излучением от родительской звезды. В более поздних астрономических моделях были подробно исследованы структура атмосферы и протекающие в

ней химические процессы, а также выявлены основные компоненты, поглощающие излучение [19–22]. В дальнейшем были реализованы более сложные модели, учитывающие наличие магнитных полей [23–25] и кинетические процессы [26, 27]. Уже в первых работах было выявлено, что стандартное определение атмосферы как области, простирающейся до экзобазы, где число Кнудсена становится примерно равным единице, в этом случае становится трудноприменимым. Действительно, сильный нагрев приводит к расширению атмосферы за пределы полости Роша (или, другими словами, сферы Хилла), а наличие близкорасположенной звезды — к истечению газа в направлении на звезду и формированию облака, характеризующегося относительно высокой плотностью газа (малыми числами Кнудсена), но слабо гравитационно связанного с планетой. Всё это привело к осознанию того, что, помимо собственно атмосферы, ГЮ обладают и так называемыми газовыми оболочками, простирающимися от уровня экзобазы до межпланетной среды. В дальнейшем на основании результатов газодинамических расчётов [28, 29] было показано, что протяжённая оболочка ГЮ может относиться к одному из трёх типов: замкнутому, когда оболочка лежит полностью внутри полости Роша, квазизамкнутому, при котором оболочка стабилизируется динамическим давлением звёздного ветра далеко за пределами его полости Роша, или открытому, когда истечение атмосферы не может быть остановлено. При этом темп потери массы в случае квазизамкнутой атмосферы по порядку величины близок к темпу потери массы замкнутой атмосферы, что позволяет оболочке существовать в течение долгого времени.

Наличие асимметричных протяжённых оболочек подтверждается наблюдениями горячих юпитеров с помощью космического телескопа им. Хаббла (HST). Например, наблюдения WASP-12b [16, 30] указывают на раннее начало затмения в ближнем ультрафиолетовом (УФ) диапазоне, которое происходит на фазе $\phi \sim 0,92$, в то время как оптическое затмение начинается на фазе $\phi \sim 0,94$. Раннее затмение означает, что поглощающее вещество присутствует впереди планеты на расстоянии вплоть до нескольких планетарных радиусов. Наблюдения WASP-12b, проведённые в 2013 г. [31], показали ещё более сложный характер поведения атмосферы планеты. Данные, полученные с помощью спектрографа HST COS (Cosmic Origins Spectrograph), показали наличие раннего затмения не на фазе $\phi \sim 0,92$, а значительно раньше, начиная с фазы $\phi \sim 0,83$, что фактически соответствует началу наблюдений. Заметное УФ-поглощение звёздного излучения начиная с фазы $\phi \sim 0,83$ было также отмечено в [30]. Таким образом, можно утверждать, что и теоретические исследования, и результаты наблюдений свидетельствуют о наличии у горячих юпитеров больших и асимметричных газовых оболочек, относящихся либо к квазизамкнутому и квазистационарному, либо к открытому (нестационарному) типам.

Следует отметить, что горячие юпитеры, помимо протяжённых оболочек, обладают целым рядом других интересных особенностей:

- наличие протяжённой атмосферы и газовой оболочки приводит к формированию большой переходной области (часть атмосферы, где числа Кнудсена порядка единицы), что обуславливает значительно большую роль нетепловых процессов в физике атмосфер ГЮ;

1*

- близость к звезде означает, что планеты находятся в области, где приливные силы велики, что, как мы знаем по двойным звёздам, может вызывать переполнение их атмосферами полостей Роша и формирование истечений через точки либрации. Наличие сверхзвукового звёздного ветра, а также движение типичного ГЮ по орбите со сверхзвуковой скоростью приводят к формированию отошедшей ударной волны и к возникновению целого ряда особенностей в газодинамике оболочек ГЮ;

- благодаря близкому расположению к звезде такие планеты оказываются в сильном магнитном поле звезды, и если даже их собственное магнитное поле слабо, то поле звёздного ветра может оказывать существенное влияние на динамику оболочек;

- газовые оболочки горячих экзопланет должны подвергаться сильному влиянию вспышек родительских звёзд и их корональных выбросов массы. Поскольку оболочки таких планет имеют большие размеры и слабо связаны с ними гравитационно, звёздная активность должна приводить к заметным изменениям в динамике оболочек и оказывать влияние на их эволюцию.

В данной работе мы суммируем основные результаты, полученные в ходе исследований газовых оболочек ГЮ, с учётом всех приведённых выше особенностей. Статья поделена на четыре раздела, в каждом из которых будет дан обзор современных представлений об отдельных физических явлениях, определяющих характеристики атмосфер и оболочек ГЮ. Раздел 2 посвящён аэрономическим моделям атмосфер ГЮ и их взаимодействию с частицами звёздного ветра. В разделе 3 описаны газодинамические модели оболочек ГЮ. В разделе 4 рассмотрено влияние собственного магнитного поля и поля звёздного ветра на свойства оболочек ГЮ. Раздел 5 посвящён описанию влияния звёздной активности на динамику оболочек ГЮ. В заключении (раздел 6) приведено краткое резюме основных результатов, изложенных в статье, а также обсуждаются возможности наблюдения описанных в статье эффектов при помощи имеющихся и планируемых телескопов наземного и космического базирования.

2. Верхние атмосфера горячих юпитеров

В настоящее время исследования физико-химических процессов эволюции планетных атмосфер стимулируются быстро растущим числом экзопланет, наблюдения которых позволяют поставить на новую основу проблемы планетной космогонии и, в частности, задачи изучения их эволюции с использованием современных аэрономических моделей верхних атмосфер экзопланет.

В верхней атмосфере планеты выделяют две основные области: термосферу и экзосферу, которые показаны на рис. 2 для планеты Юпитер в Солнечной системе. Термосфера ограничена снизу гомопаузой, выше которой вклад турбулентного перемешивания мал, и распределение по высоте основных компонент характеризуется собственными (парциальными) шкалами высоты однородной атмосферы. В термосфере происходит рост температуры за счёт прямого поглощения звёздного коротковолнового излучения разреженным газом выше минимума температуры на верхней границе нижележащей мезосферы (мезопаузы). Помимо нагрева звёздным жёстким УФ излучением, структура и динамика термосферы контролируются также инфракрасным (ИК) на-

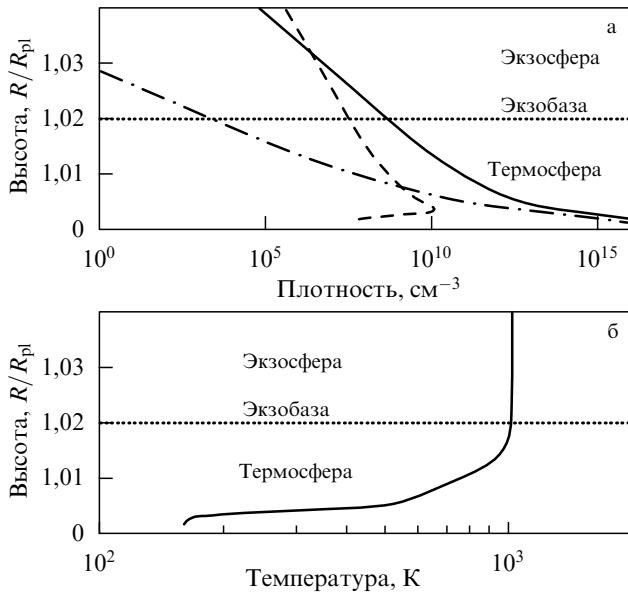


Рис. 2. (а) Высотные профили концентраций молекул водорода (сплошная линия), атомов водорода (штриховая линия) и гелия (штрихпунктирная линия) в атмосфере Юпитера по данным модели [32]. (б) Высотный профиль температуры атмосферного газа. Высота отложена в единицах фотометрического радиуса планеты Юпитер. Также приведены две основные области верхней атмосферы: термосфера и экзосфера, разделённые условной границей — экзобазой, обозначенной на рисунке горизонтальной пунктирной линией.

гревом в её нижних слоях, радиационным и столкновительным охлаждением, диссипацией энергии гравитационных и планетарных волн, тепловыми приливами, высыпанием заряженных частиц [33–35]. В термосфере происходят столкновения частиц, а в расположенной выше неё экзосфере (называемой также планетной короной) столкновения практически отсутствуют. Экзосфера отделена от термосферы экзобазой, выше которой молекулы и атомы могут пробегать расстояния планетарного масштаба с очень малой вероятностью столкновения. На таких высотах частицы с энергией, превышающей энергию их гравитационного притяжения, движущиеся по баллистическим траекториям в радиальном направлении, могут убегать в открытое космическое пространство. Экзобаза определяется как высота, на которой высота однородной атмосферы сравнивается с характерной микроскопической шкалой — средней длиной свободного пробега частиц между столкновениями. Соответственно, выше экзобазы происходит лишь крайне ограниченное число столкновений частиц, и, с точки зрения кинетической теории газов, любая частица из этой зоны может покинуть планетную атмосферу [36, 37].

Высокая скорость частиц на уровне экзобазы может быть достигнута в целом ряде физических процессов. Она определяется прежде всего температурой верхней атмосферы на этих высотах, с чем связано тепловое убегание, причём доля покидающих атмосферу частиц регулируется локальной температурой, испытывающей пространственно-временные вариации. Если атмосфера вблизи экзобазы находится в гидростатическом равновесии, то локальное распределение частиц по скоростям следует распределению Максвелла, и процесс называется джинсовским убеганием (или испарением атмосферы), а соотношение между гравитационной и кинетической

энергиями частиц на этом уровне — джинсовским параметром убегания. В случае, когда этот параметр близок к единице, гравитация планеты слабо связывает атмосферу, и её состояние отклоняется от гидростатического равновесия, а локальное распределение частиц по скоростям описывается распределением Максвелла со сдвигом по скорости, при котором вероятность убегания частиц возрастает. Традиционно этот сценарий убегания называется гидродинамическим оттоком или планетным ветром, по аналогии с солнечным ветром. В обоих рассмотренных случаях режим убегания определяется температурой верхней атмосферы. Поэтому как джинсовское, так и гидродинамическое убегания являются частными случаями теплового: при джинсовском убегании диссипация атмосферы не изменяет распределение частиц по скоростям (температуру верхней термосферы) на уровне экзобазы, в то время как при гидродинамическом убегании сам этот режим оказывает сильное влияние на распределение частиц по скоростям и температуру верхней термосферы. Детальное описание процессов тепловой диссипации, истории их изучения и современное состояние проблемы содержатся в известных обзорах (см., например, [36–38]). Помимо теплового механизма диссипации, существуют нетепловые процессы убегания из атмосферы планеты, когда скорости убегающих частиц не зависят от температуры экзобазы. Большинство нетепловых процессов убегания связано с экзотермическими реакциями атмосферной фотохимии, наличием ионов и их поведением в электрическом и магнитном полях [37–40]. Процессы нетеплового убегания могут влиять на переход планетных верхних атмосфер от гидростатического к гидродинамическому режиму, когда, например, учитываются процессы высыпания, сопровождающиеся перезарядкой между газом планетной короны и плазмой звёздного ветра [28, 29, 39, 41]. Следует особо отметить важность переходной области между термосферой и экзосферой, где формируется поток убегающих из атмосферы частиц. Состояние атмосферного газа в переходной области описывается при помощи кинетического уравнения Больцмана из-за необходимости учёта вклада нетепловых частиц, образующихся в нетепловых процессах [27, 33, 39, 42].

К настоящему времени существует лишь несколько моделей атмосфер ГЮ [19–21, 23, 28, 43–45], которые позволяют задать вертикальные распределения плотностей основных компонентов атмосферы (H , H_2 , He). Модели атмосфер достаточно сильно отличаются друг от друга, что не позволяет однозначно задать состав атмосферы. Более того, даже в случае правильного определения начального распределения атмосферных компонентов при решении задачи о нагреве атмосферы необходимо учитывать и её отклик на дополнительный нагрев, т.е. задача должна решаться самосогласованно. Достижение самосогласованности делает задачу нелинейной и требует существенно больших ресурсов для её решения. Приведённые ниже в статье расчёты проводились в переходной $\text{H}_2 \rightarrow \text{H}$ области верхней атмосферы горячего Юпитера в интервале высот $(1 - 1.26) R_{\text{pl}}$, где R_{pl} — радиус планеты. Именно в этом интервале высот и происходит преимущественное поглощение воздействующих потоков жёсткого излучения и плазмы ветра родительской звезды. Нижняя граница исследуемой области задавалась на высотах нижней термосферы, где плотность атмосферного газа достаточно высока, чтобы

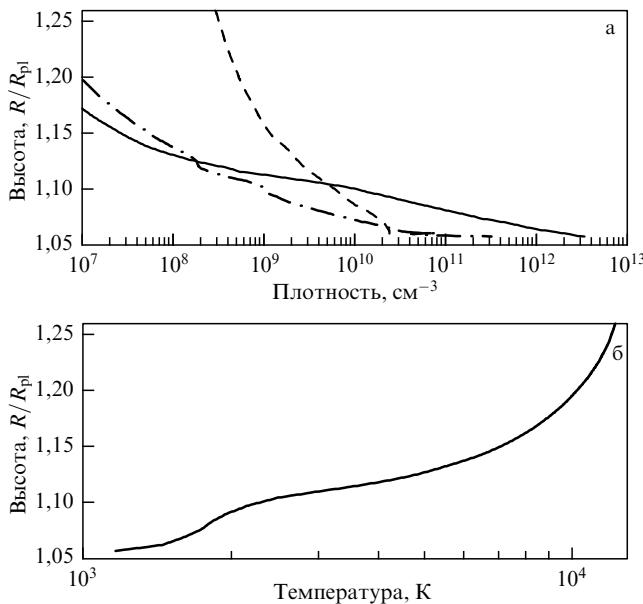


Рис. 3. (а) Высотные профили концентраций молекул водорода (сплошная линия), атомов водорода (штриховая линия) и гелия (штрихпунктирная линия) в атмосфере горячего юпитера HD 209458b по данным модели [19]. (б) Высотный профиль температуры атмосферного газа. Высота отложена в единицах фотометрического радиуса планеты HD 209458b.

практически полностью поглотить энергию воздействующих на атмосферу потоков энергии звезды. Верхняя граница выбиралась в той области верхней атмосферы, где частота столкновений в атмосферном газе становится исчезающе мала. В качестве типичной атмосферы горячего юпитера были приняты распределения H , H_2 , He , рассчитанные в модели [19] для экзопланеты HD 209458b, а для планеты Юпитер Солнечной системы использовалась модель из работы [32]. Высотные профили концентраций основных компонент и температуры верхней атмосферы для планеты Юпитер и горячего юпитера HD 209458b показаны на рис. 2 и 3 соответственно.

Распределения плотностей приведены в той области, где происходят поглощение жёсткого излучения родительской звезды и деградация потока высывающихся заряженных частиц из звёздного ветра, сопровождаемая нагревом атмосферы. Высота по оси ординат отложена относительно к фотометрическому радиусу планеты R_{pl} , равному $7,15 \times 10^9$ см для Юпитера и $9,54 \times 10^9$ см для горячего юпитера HD 209458b, что облегчает возможность сравнения представленных на рисунках данных для разных планет. Известно, что атмосферы типичного горячего юпитера и планеты Юпитер существенно отличаются. В атмосфере Юпитера вплоть до верхней границы (т.е. экзосферы) доминирует H_2 , в то время как в горячем юпитере атмосфера из-за высокой температуры газа является весьма протяжённой, и, соответственно, доминирующей компонентой является атомарный водород. Обе верхние атмосферы являются характерными примерами водород-гелиевых атмосфер газовых гигантов.

Из анализа наблюдений и результатов моделирования атмосфер экзопланет под воздействием родительских звёзд следует, в частности, что после образования планеты происходит гидродинамический отток первичной атмосферы, вызванный поглощением и нагревом

атмосферы мягким рентгеновским и жёстким ультрафиолетовым излучением звезды [36, 38]. По мере ослабления потока жёсткого излучения звезды режим потери атмосферы меняется с гидродинамического расширения термоатмосферы на испарение атмосферы в гидростатическом режиме [38]. При таком переходе включаются различные нетепловые процессы, вносящие весомый вклад в общие атмосферные потери [39, 46]. После открытия протяжённой водородной оболочки вокруг транзитного горячего юпитера HD 209458b [11] несколько исследовательских групп независимо разработали модели [19–21, 23, 28, 43–45] для исследования убегания в гидродинамическом режиме из атмосфер горячих юпитеров. Несмотря на различия в деталях моделей, все они удовлетворительно соответствуют наблюдениям газовой водородной оболочки такой планеты, но не позволяют изучить историю экзопланеты, находящейся на орбите, близкой к родительской звезде, на больших временных интервалах. Проблема связана в основном с большими неопределённостями в факторах, используемых в моделях, таких как поток звёздной энергии в диапазоне жёсткого ультрафиолетового излучения, эффективность нагрева (преобразования поглощённой энергии фотонов в тепло), геометрические факторы (области поглощения звёздных фотонов атмосферными газами), вклад тяжёлых элементов и т.д. Подобно тому как невозможно использовать обращение времени для изучения эволюции планет в ранней Солнечной системе, включая диссипацию атмосфер планет земной группы, невозможно отыскать истоки формирования атмосферы конкретной экзопланеты, но можно сопоставить особенности аналогичных планет, находящихся на разных стадиях эволюции [36].

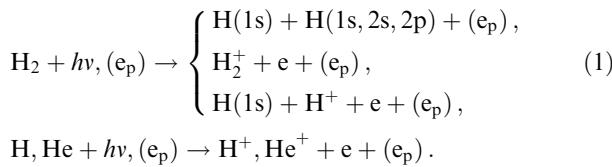
Одним из ключевых факторов, определяющих состояние атмосферы экзопланеты, является нагрев излучением звезды. Особенно важную роль он играет для горячих юпитеров. После открытия первых планет такого типа было обнаружено, что атмосферы некоторых из них выходят за пределы полости Роша, что вызывает мощный газодинамический отток вещества атмосферы [28, 29]. Нагрев водородной верхней атмосферы идёт за счёт поглощения рентгеновского и ультрафиолетового (XUV) излучения родительской звезды в диапазонах мягкого рентгена (X, 1–10 нм) и жёсткого ультрафиолета (EUV, 10–100 нм). Эффективность нагрева определяется как отношение общей скорости локального нагрева атмосферного газа к скорости поглощения энергии звёздного излучения. Этот параметр играет важную роль в процессах тепловой диссипации верхних атмосфер планет Солнечной системы [39]. Он ещё более важен для близких к звезде экзопланет, подверженных высоким потокам звёздного излучения в диапазонах жёсткого ультрафиолета и мягкого рентгена [18, 26], так как сопровождается образованием значительной фракции частиц с надтепловыми энергиями — фотоэлектронов при ионизации атмосферного газа и надтепловых атомов водорода при диссоциации молекулярного водорода, который обычно является основной атмосферной составляющей. Поэтому при исследовании атмосфер горячих экзопланет и, в частности, горячих юпитеров необходимо уделить пристальное внимание оценкам вклада надтепловых частиц в аэрономии атмосфер экзопланет [27, 36].

Таким образом, наблюдения и теоретические модели атмосфер экзопланет, подверженных воздействию экс-

тремальных потоков жёсткого излучения родительской звезды, дают замечательную возможность для проверки теоретического понимания ключевых процессов — тепловой и нетепловой диссипации, влияющих на эволюцию планеты и её атмосферы, в частности Земли, на ранних стадиях. Можно ожидать, что будущие наблюдения экзопланет представят более сильные ограничения и приведут к улучшению моделей диссипации атмосферы, а их применение [36] приведёт к лучшему пониманию эволюции атмосфер экзопланет. Обсуждению этих ключевых вопросов аэрономии атмосфер экзопланет, непосредственно связанных с проблемой эволюции планет-гигантов на близких к родительской звезде орбитах, посвящён данный раздел статьи. В нём, в частности, суммированы результаты исследований авторов по созданию аэрономических моделей атмосфер экзопланет — горячих юпитеров. Особое внимание удалено учёту вклада надтепловых частиц в аэрономию атмосфер ГЮ.

2.1. Нагрев водород-доминантной атмосферы жёстким звёздным излучением

Одним из первоочередных факторов, определяющих состояние планетной атмосферы, является нагрев за счёт поглощения жёсткого излучения родительской звезды в диапазоне 1–100 нм атмосферным газом в ходе реакций ионизации атомарного водорода и гелия, а также ионизации, диссоциации и диссоциативной ионизации молекулярного водорода [47, 48]

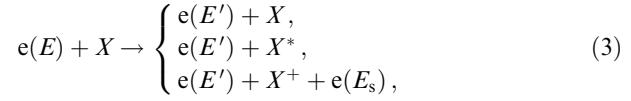


При этом часть энергии поглощённого кванта, равная или превышающая энергию ионизации или диссоциации, переходит во внутреннюю энергию вещества, а оставшаяся часть преобразуется в кинетическую энергию продуктов реакции, причём в большей степени в кинетическую энергию электронов. Если энергия родившегося фотоэлектрона достаточно велика, он может вступать во вторичные реакции ионизации и возбуждения с компонентами атмосферы. Другой канал потери начальной энергии фотоэлектрона — это упругие столкновения, в результате которых его энергия переходит в тепло. Таким образом, частично энергия фотоэлектронов переходит во внутреннюю энергию, а частично идёт на нагрев атмосферы.

Обозначим как W_{hv} энергию звёздного излучения, поглощённого за единицу времени в единице объёма, W_{pe} — начальную кинетическую энергию фотоэлектронов, появившихся за единицу времени в единице объёма, W_T — энергию электронов, за единицу времени переходящую в тепло в единице объёма. Детальные выражения для скоростей поглощения энергии звёздного излучения и нагрева атмосферного газа W_{hv} , W_{pe} и W_T приведены в работе [26]. Тогда общий коэффициент эффективности нагрева будет рассчитываться по формуле

$$\eta_{hv}(z) = \frac{W_T(z)}{W_{hv}(z)}. \quad (2)$$

Для расчёта переноса и кинетики фотоэлектронов в верхней атмосфере (экзо)планеты с преобладанием водорода и гелия использовалась модель Монте-Карло [47, 49], адаптированная к водородным атмосферам. В дневной верхней атмосфере электроны с высокими энергиями образуются при фотоионизации основных атмосферных компонент мягким рентгеновским и жёстким УФ излучением звезды. Как отмечалось выше, образующиеся электроны переносятся в верхней атмосфере, где теряют свою кинетическую энергию в упругих, неупругих и ионизационных столкновениях с основными компонентами окружающего атмосферного газа



где E и E' — кинетические энергии первичного электрона до и после столкновения, X^* , X^+ — атмосферные компоненты в возбуждённом и ионизованном состояниях. Здесь E_s — энергия вторичного электрона, образующегося в ходе столкновения и последующей ионизации. Энергия E_s выбирается в соответствии с процедурой, описанной в работах [50–52]. Фотоэлектроны с надтепловыми энергиями теряют свою избыточную кинетическую энергию в столкновениях (3) с окружающим атмосферным газом. Энергетические спектры фото- и вторичных электронов существенно неравновесны [47, 49], соответственно, кинетика и перенос фотоэлектронов описывается при помощи уравнения Больцмана:

$$\begin{aligned} v \frac{\partial}{\partial r} f_e + \mathbf{Y} \frac{\partial}{\partial v} f_e &= \\ = Q_{e, \text{photo}}(v) + Q_{e, \text{secondary}}(v) + \sum_{M=\text{H, He, H}_2} J(f_e, f_M), \end{aligned} \quad (4)$$

где $f_e(r, v)$ и $f_M(r, v)$ являются функциями распределения по скоростям для электронов и компонент окружающего атмосферного газа соответственно. Перенос электронов в силовом поле \mathbf{Y} планеты описывается в левой части уравнения. В правой части кинетического уравнения член $Q_{e, \text{photo}}$ описывает скорость образования новых электронов за счёт фотоионизации, а член $Q_{e, \text{secondary}}$ — образование вторичных электронов при ионизации фотоэлектронами. Интегралы столкновений для упругих и неупругих взаимодействий электронов с окружающим атмосферным газом $J(f_e, f_M)$ записываются в стандартном виде в предположении, что атмосферный газ характеризуется локально равновесным распределением Максвелла по скоростям.

Детальное описание реализации модели Монте-Карло переноса фотоэлектронов в планетной атмосфере приведено в работах [47, 49]. Отметим лишь, что в данной реализации использовались экспериментальные и расчётные данные для сечений и распределений углов рассеяния в упругих, неупругих и ионизационных столкновениях электронов с H_2 , He и H , выбранные из следующих источников: а) для столкновений $e + \text{H}_2$ из базы данных AMDIS (<https://dbshino.nfs.ac.jp>) и работы [53]; б) для столкновений $e + \text{He}$ и $e + \text{H}$ из базы данных NIST (<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/>) и работ [51, 54].

Из-за реакций с учётом надтепловых фотоэлектронов реальная эффективность нагрева будет меньше

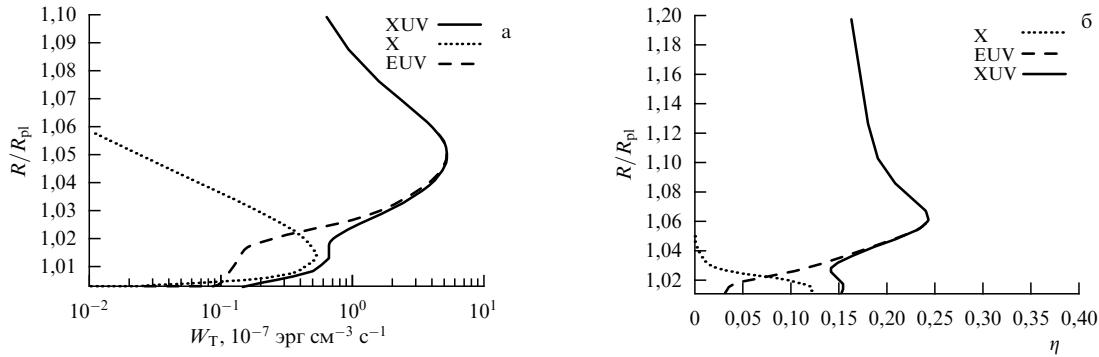


Рис. 4. (а) Профиль интенсивности нагрева верхней атмосферы горячего юпитера HD 209458b излучением звезды, рассчитанный для солнечного спектра и отдельно для рентгеновского и жёсткого УФ диапазонов. Пунктирной линией показана интенсивность нагрева рентгеновским излучением, штриховой линией — интенсивность нагрева жёстким УФ излучением, сплошной линией показан нагрев излучением с полным XUV солнечным спектром для экзопланеты HD 209458b на орбите 0,045 а.е. от родительской звезды. (б) Общая эффективность нагрева для базовой модели XUV (сплошная линия) и её составляющие — модель EUV (штриховая линия) и модель X (мягкий рентгеновский диапазон, пунктирная линия). Здесь R_{pl} — радиус планеты [60].

единицы. Однако в большей части работ, посвящённых исследованиям оттока атмосферы (см., например, обзор в работе [26]), коэффициент эффективности нагрева принимается равным единице. Недавно в работе [55] при исследовании испарения водородной атмосферы планеты KIC 12557548b было высказано предположение, что эффективность нагрева равна 0,5. В работе [21] общая эффективность нагрева была произвольно выбрана как $\eta_{hv} = 0,32$. В более детальных исследованиях, таких как [19], показано, что эффективность нагрева колеблется в диапазоне 0,4–0,6 на расстояниях $\sim (1,03–1,05)R_{\text{pl}}$, находится вблизи $\sim 0,2$ при $\sim 1,4R_{\text{pl}}$ и принимает значение $\sim 0,15$ на расстояниях $> 1,4R_{\text{pl}}$. Руководствуясь упомянутыми исследованиями, некоторые авторы предполагают, что данная величина примерно равна 0,3. Это согласуется с результатами исследования [56], проведённого для истечения водородной атмосферы ранней Земли. Приведённые значения близки к оценкам [57] $\eta_{hv} = 0,15–0,3$, полученным при исследовании гидродинамического оттока водорода для верхней атмосферы ранней Венеры. В работе [58] эффективность нагрева принималась равной 0,1, 0,3, 0,5, 0,8 и 1. При этом температура атмосферы изменялась в пределах 6000–8000 К. Нужно отметить, что в модели [58] не учитывается ионизация молекулярного водорода. Между тем процессы диссоциативной ионизации вносят существенный вклад в нагрев атмосферы. Кроме того, в указанной модели нижняя граница счётной области не соответствует нижней границе термосферы.

В последние годы было проведено несколько исследований истечений атмосфер суперземель и субнептунов в системе Kepler-11, планеты GJ 1214b и других субнептунов, при этом обычно использовались минимальное значение эффективности нагрева — 0,1, а максимальное — 0,4. Примерно такие же экстремальные значения в 0,15 и 0,4 использовались в работах [43, 59], где исследовались истечения водородной оболочки раннего Марса, суперземель и субземель в зоне обитаемости у G звёзд солнечного типа с жёсткими УФ потоками, в 100 раз превышающими поток от Солнца, а также пять экзопланет в системе Kepler-11, которые занимают промежуточное положение между суперземлями и субнептунами.

Из этого краткого обзора очевидно, что предположения об эффективности нагрева дают самые разные

значения в диапазоне от 0 до 1. Между тем неверная оценка данного параметра может изменить темп потери массы на порядок величины. Поэтому столь актуальна задача расчёта эффективности нагрева мягким рентгеновским и жёстким УФ излучением водородных атмосфер. Нами были проведены расчёты эффективности нагрева атмосферы планеты HD 209458b [26] излучением звезды с приближённым к солнечному спектром. Результаты этих расчётов справедливы только для атмосферы планеты в её современном состоянии, когда она облучается звездой возрастом в четыре миллиарда лет. В работах [26, 60] были исследованы изменения распределения температуры первичной атмосферы, обогащённой молекулярным водородом, под воздействием высокого потока XUV солнечного/звёздного излучения. Было показано, что высокие скорости ионизации и фотохимии в конечном итоге приводят к нагреву и последующему расширению верхних слоёв атмосферы и к образованию надтепловых атомов, которые также могут влиять на энергетический баланс в термосфере планеты (рис. 4). Из работ [26, 60] следует, что эффективность нагрева звёздным жёстким излучением верхней атмосферы планеты с преобладанием водорода не превышает значения 0,2 в термосфере, если учитывается воздействие фотоэлектронов.

Между тем поток излучения звёзд в рентгеновском и УФ диапазонах сильно меняется в ходе звёздной эволюции. Это обусловлено тем, что со временем вращение звёзд замедляется, из-за чего падает их активность, которая и определяет интенсивность коротковолнового излучения в спектре. Таким образом, нагрев атмосферы планеты должен меняться в ходе эволюции звезды. В обзоре [61] на рис. 1.8 показано, как в среднем меняется поток в УФ и рентгеновском диапазоне для звёзд разных возрастов. Для молодых звёзд поток в области 0,1–120 нм намного превышает солнечный. Тем не менее в разных полосах интенсивность может отличаться на несколько порядков. Так, для звёзд возрастом 0,1 млрд лет поток на длинах волн 0,1 нм превышает солнечный примерно в 2000 раз, в то время как поток на 100 нм у звёзд того же возраста только в 30 раз больше солнечного. При этом наблюдается сильно нелинейная зависимость потока от частоты. Для всех частот EUV диапазона поток с уменьшением возраста звезды повышается

примерно равными темпами, а поток в полосе 1–2 нм превышает эти значения на несколько порядков. В частности, отношение потоков для звёзд ЕK Dra возрастом 0,1 млрд лет и β Нуи возрастом 6,7 млрд лет на длине волны 1 нм составляет 20000, на длине волны 10 нм — 200, а на длине волны 100 нм — только 50.

Таким образом, для решения вопроса об устойчивости атмосфер горячих юпитеров на космологических временах нужно понять, как меняется нагрев атмосферы при изменении спектра звезды.

2.2. Влияние спектра жёсткого излучения звезды на эффективность нагрева

Рассмотрим экзопланету HD 209458b — транзитный горячий юпитер, для которого есть результаты нескольких наблюдений и многочисленные данные моделирования его атмосферы. Считается, что спектр звезды HD 209458 в диапазоне жёсткого излучения аналогичен спектру современного Солнца. Используемый спектр приведён на рис. 5. Заштрихованная область показывает диапазон мягкого рентгена, интенсивность в котором меняется с возрастом звезды.

В рассматриваемой модели подсчитывается темп перехода энергии звёздного излучения и фотоэлектронов во внутреннюю энергию в каждой из фотолитических реакций (1) и реакций фото- и вторичных электронов (3). Отдельно рассчитывается энергия надтепловых фотоэлектронов, переходящая в тепловую. Таким образом, по результатам моделирования можно определить и общую эффективность нагрева, и эффективность нагрева фотоэлектронами, а также понять, какие процессы в наибольшей степени влияют на нагрев атмосферы.

Как отмечалось выше (см. также [61]), для молодых звёзд превышение потока над солнечным в рентгеновском диапазоне составляет тысячи раз, в то время как для жёсткого УФ диапазона — только десятки раз. Поэтому поток излучения в крайнем УФ диапазоне 10–100 нм во всех приведённых ниже моделях оставался на одном уровне (модель EUV), но увеличивался в 10 (модель 10X) и в 100 (модель 100X) раз поток в диапазоне 1–10 нм. В качестве базовой модели (XUV) используется солнечный спектр, пересчитанный для того расстояния от звезды, на котором обращается исследуемая экзопланета ($r = 0,045$ а.е. для HD 209458b).

На рисунке 6 показаны интенсивности поглощения W_{hv} (рис. 6а) звёздного излучения и нагрева W_T атмосферного газа (рис. 6б) для моделей 1X (сплошная линия), 10X (пунктирная линия) и 100X (штрихпунктирная линия). Видно, что УФ и рентгеновское излучения поглощаются на разных высотах, из-за чего профили для базовой модели имеют два максимума. УФ излучение поглощается на высоте $1,05 R_{pl}$, где R_{pl} — радиус планеты. Мягкое рентгеновское излучение поглощается на высоте $1,015 R_{pl}$. Из представленных результатов также следует, что увеличение интенсивности излучения в рентгеновском диапазоне приводит к росту соответствующего пика на профиле интенсивности нагрева, находящегося на высоте $1,015 R_{pl}$. Для модели 10X оба пика имеют уже практически одно значение, а в профиле для модели 100X остался всего один максимум на низких высотах, причём его величина выросла. Таким образом, при изменении спектра звезды профиль интенсивности нагрева изменился коренным образом: если для низкой интенсивности в коротковолновом диапазоне нагрев идёт на

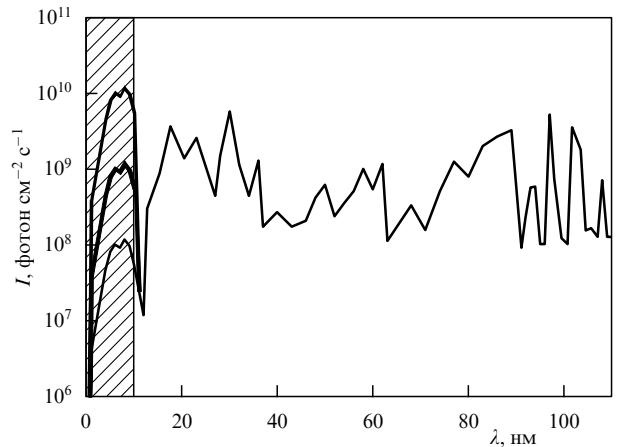


Рис. 5. Поток излучения на разных длинах волн для всех трёх вариантов используемого спектра. Штрихованная область обозначает диапазон мягкого рентгена с длиной волны 1–10 нм. Жирными линиями показаны спектры с потоком в области мягкого рентгена, увеличенным в 10 и в 100 раз.

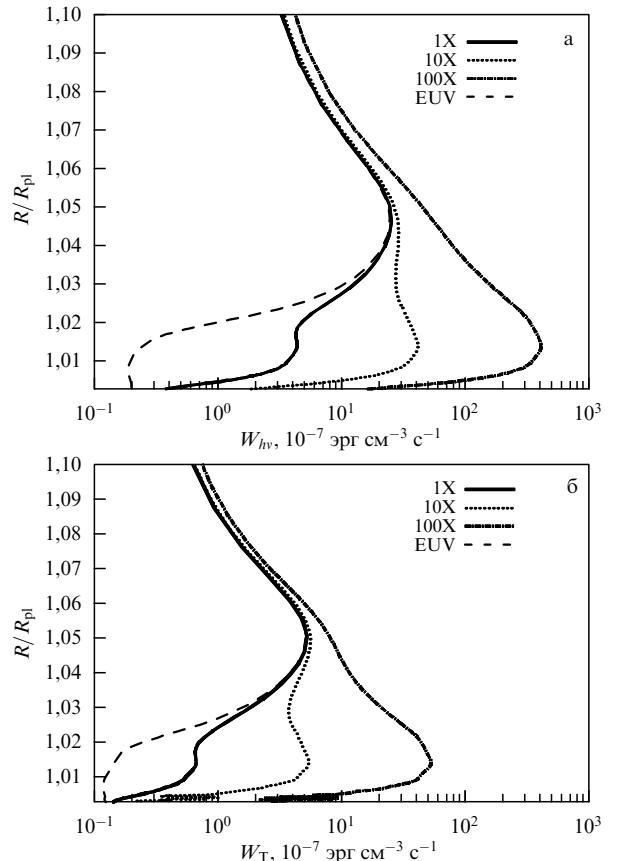


Рис. 6. Интенсивности поглощения W_{hv} (а) звёздного излучения и нагрева W_T атмосферного газа (б) для моделей 1X (сплошная линия), 10X (пунктирная линия) и 100X (штрихпунктирная линия), EUV (штриховая линия).

высоте $1,05 R_{pl}$, то при интенсивности в 100 раз выше излучение нагревает атмосферу почти у самого фотометрического радиуса планеты. Несмотря на то что высота максимума нагрева смешается вглубь всего на $0,04 R_{pl}$, это может привести к существенным изменениям в энергетическом балансе атмосферы из-за экспоненциального характера зависимости плотности газа от высоты.

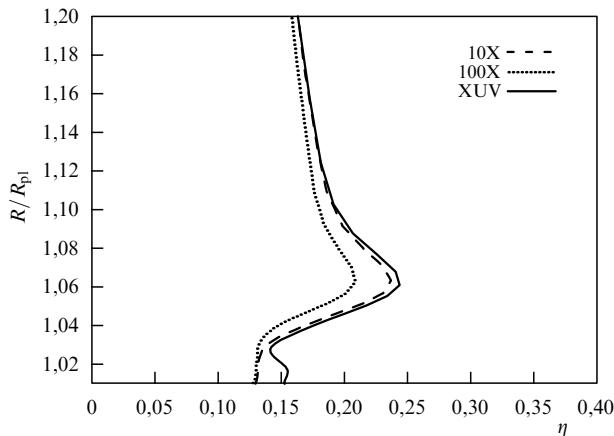


Рис. 7. Общая эффективность нагрева планетной верхней атмосферы с преобладанием водорода для моделей 1X = XUV (сплошная линия), 10X (штриховая линия) и 100X (пунктирная линия).

Как видно из рис. 7, при увеличении потока в рентгеновской области эффективность нагрева несколько снижается. Это явление можно понять, если рассмотреть парциальные эффективности нагрева, рассчитанные отдельно для мягкого рентгеновского (soft X-rays) и жёсткого УФ (EUV) диапазонов, представленные на рис. 4б, где штриховой линией показана парциальная эффективность нагрева, рассчитанная для модели спектра EUV (т.е. $W_T^{(EUV)}(z)/W_{hv}(z)$), а пунктирной линией — парциальная эффективность для модели X (мягкий рентген; $W_T^{(X)}(z)/W_{hv}(z)$), причём $W_T^{(EUV)}(z) + W_T^{(X)}(z) = W_T(z)$. Эффективность нагрева атмосферного газа для диапазона мягкого рентгена ниже, чем для диапазона EUV или базового спектра XUV. Соответственно, при повышении в спектре родительской звезды доли рентгеновского излучения профиль эффективности нагрева становится ближе к профилю для модели X, т.е. общая эффективность нагрева снижается.

Эффективности нагрева, полученные для солнечного спектра, могут применяться после соответствующего изменения вкладов потока фотонов в диапазонах мягкого рентгена и крайнего ультрафиолета [61] и для звёзд моложе Солнца. Для получения более полной картины того, как изменения спектра звезды влияют на структуру и динамику атмосферы, необходимо проводить моделирование с учётом газодинамики атмосферы и химических реакций, идущих в газе.

2.3. Нагрев за счёт высыпания электронов в верхнюю атмосферу экзопланеты

Корректное рассмотрение процессов нагрева абсолютно необходимо при построении моделей атмосфер (см., например, [19, 20, 23, 58]). В то же время недостаточная изученность механизмов воздействия плазмы звёздного ветра на атмосферы экзопланет приводит к вынужденному использованию некоторых упрощённых представлений, что, в свою очередь, может вызывать заметные отклонения определяемых параметров атмосферы от истинных.

Уточнение параметров физических процессов, учитываемых в моделях атмосфер, является кропотливой работой и, несомненно, требует дальнейшего развития. Однако намного более важным шагом представляется

формирование полного списка тех физических процессов, которые должны рассматриваться при создании моделей атмосфер экзопланет-тигантов. Одним из возможных упущений в современных моделях атмосфер экзопланет является неучёт вклада от высыпания электронов магнитосферного происхождения. Важность этого процесса совершенно очевидна для планеты Юпитер в Солнечной системе, где, согласно принятым оценкам [62–64], высыпание электронов магнитосферного происхождения вносит существенный (и даже определяющий) вклад в полный энергобаланс верхней атмосферы в высоких широтах. Причин тому две: 1) наличие у Юпитера заметного магнитного поля, что приводит к эффективному ускорению электронов (см., например, [65]) и, как следствие, к высыпанию электронов высоких энергий [66]; 2) общий большой поток электронов, что объясняется притоком плазмы от спутника Ио [67].

Вопрос о вкладе высыпания электронов в нагрев атмосфер горячих юпитеров до сих пор не рассматривался, хотя теоретически вполне вероятно, что этот вклад может быть существенным. Наблюдательные и теоретические оценки указывают на то, что горячие юпитеры могут обладать собственным магнитным полем. Из-за синхронизации собственного вращения планеты с её орбитальным вращением процесс динамо генерации становится неэффективным, и поэтому дипольный момент собственного поля оказывается относительно слабым. Тем не менее этой величины оказывается вполне достаточно, чтобы создавать заметные магнитосферные эффекты. Более подробное обсуждение величины и конфигурации собственного магнитного поля горячих юпитеров приведено в разделе 4.1. Как следует из оценок, приведённых в работе [68], в горячих юпитерах может быть значительное магнитное поле, вплоть до 1/10 от магнитного момента Юпитера, и электроны могут ускоряться до больших энергий. Кроме того, высокая температура атмосферы, сопровождаемая испарением атмосферы и/или газодинамическим оттоком, может приводить к значительному притоку плазмы в магнитосферу (см., например, оценки плотности электронов в работах [58, 69, 70]). Таким образом, вполне вероятно, что вклад электронов магнитосферного происхождения в нагрев атмосфер горячих юпитеров может быть значительным.

В данном разделе рассмотрена кинетика процесса высыпания электронов разных энергий в атмосферу типичного горячего юпитера и проведено сравнение с расчётаами, выполненными для планеты Юпитер. Для проведения расчётов используется модификация разработанного авторами вычислительного кода [49, 71, 72], базирующегося на решении кинетическим методом Монте-Карло уравнения Больцмана для электронов с высокими энергиями. Модель построена в приближении 1D, так как рассматривается движение электронов в высоких широтах вдоль открытых магнитных линий. Данное приближение справедливо в случае дипольного магнитного поля и высоких широт верхней атмосферы планеты-тигант. Парциальные и полные скорости потери энергии и нагрева атмосферного газа потоком электронов при проникновении в верхнюю атмосферу планеты задаются по стандартным формулам на основе рассчитанных функций распределения $f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ электронов [49]. Использование данного подхода позволяет корректно рассмотреть процесс проникновения потока электронов в атмосферу планеты и рассчитать поток

электронов, движущихся как вниз, так и наверх, а также оценить общее количество передаваемой в атмосферу энергии (депозит энергии) и эффективность нагрева атмосферы. Для оптимизации дальнейшего использования результата работ все расчёты выполнены для единичного потока энергии высыпающихся электронов ($1 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$). При рассмотрении каждой экзопланеты все результаты должны масштабироваться с учётом реального потока электронов в данном конкретном случае.

Вопрос о характеристиках потока высыпающихся электронов является открытым. При проведении расчётов мы опирались на предположение, что в горячих юпитерах может быть значительное магнитное поле, вплоть до $1/10$ от магнитного момента Юпитера [68]. Согласно теоретическим оценкам, в случае дипольного поля электроны могут ускоряться до больших энергий (см., например, [65]). Факт высыпаний электронов высоких энергий подтверждается наблюдениями, сделанными с использованием космического телескопа им. Хаббла для планеты Юпитер [66, 67]. Учитывая всё вышеизложенное, в качестве типичных случаев были рассмотрены три варианта высыпания электронов с распределением Максвелла по скорости для характерных энергий $E_0 = 1, 10$ и 100 кэВ . Предположение о максвелловском характере распределения базируется на многочисленных измерениях, выполненных для электронов, высыпающихся в атмосферу Земли (см., например, [73]).

Модели атмосфер ГЮ [19–21, 23, 28, 43–45] достаточно сильно отличаются друг от друга, что не позволяет однозначно задать состав атмосферы. Более того, даже в случае правильного определения начального распределения атмосферных компонент при решении задачи о нагреве атмосферы необходимо учитывать и её отклик на дополнительный нагрев, т.е. задача должна решаться самосогласованно. Поскольку целью исследования является решение вопроса о важности процесса высыпания электронов магнитосферного происхождения для нагрева атмосферы, задача рассмотрена в линейном приближении, когда принимается, что общий поток энергии электронов мал и составляет всего $1 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Это, в свою очередь, позволяет считать начальные радиальные профили атмосферных компонент H_2 , H_2 и He постоянными на всём времени решения задачи.

Расчёты проводились в переходной $\text{H}_2 \rightarrow \text{H}$ области верхней атмосферы горячего юпитера в интервале высот $(1-1,26) R_{\text{pl}}$. Нижняя граница исследуемой области задавалась обычно на высотах нижней термосферы, где плотность атмосферного газа достаточно высока, чтобы практически полностью поглотить энергию высыпающихся электронов. Верхняя граница выбиралась в той области верхней атмосферы, где частота столкновений электронов с атмосферным газом мала. В расчётах использованы нейтральные атмосферы планеты Юпитер в Солнечной системе и горячего юпитера HD 209458b, представленные на рис. 2 и 3 соответственно. Распределения плотностей даны в той области, где происходит основная деградация потока высыпающихся электронов, сопровождаемая нагревом атмосферы. Высота по оси ординат отложена относительно к фотометрическому радиусу планеты, что облегчает возможность сравнения представленных на рисунках данных для разных планет. В атмосфере планеты Юпитер практически вплоть до верхней границы (т.е. экзосферы) доминирует H_2 , в то

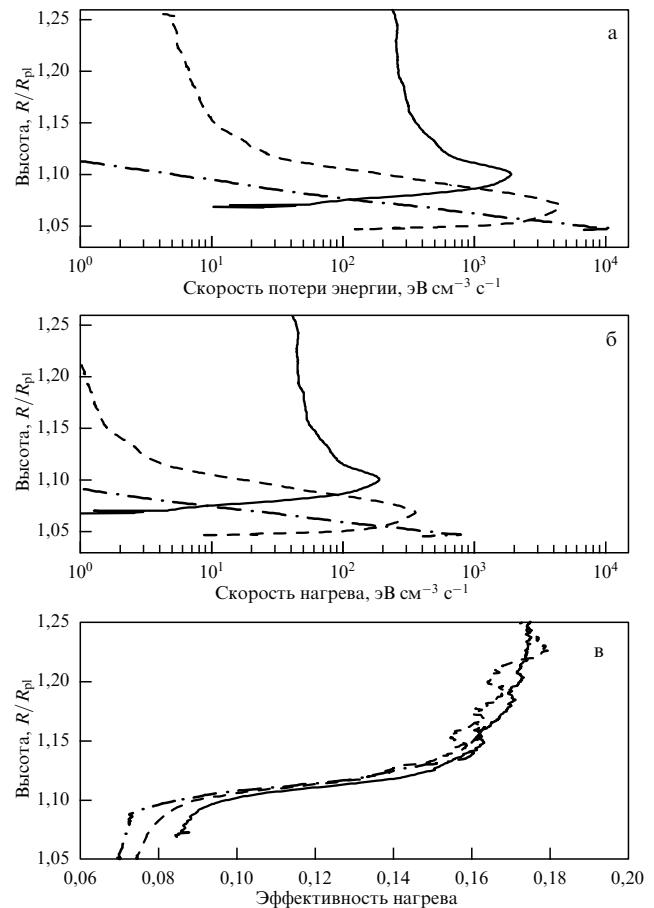


Рис. 8. (а) Скорости потери энергии авроральными электронами в столкновениях с атмосферным газом. (б) Скорости нагрева атмосферного газа в столкновениях с авроральными электронами. (в) Эффективности нагрева атмосферного газа высыпающимися электронами. Авроральные электроны высыпаются с распределением Максвелла с характерными энергиями $E_0 = 1 \text{ кэВ}$ (сплошная линия), 10 кэВ (пунктирная линия) и 100 кэВ (штрихпунктирная линия) в атмосферу горячего юпитера HD 209458b.

время как в горячем юпитере атмосфера из-за высокой температуры газа является более протяжённой и, соответственно, доминирующей компонентой является атомарный водород.

Результаты расчётов представлены на рис. 8 и 9 для горячего юпитера HD 209458b и планеты Юпитер в Солнечной системе соответственно. На рисунках 8а, 9а показаны высотные профили скорости потери энергии авроральных электронов за счёт поглощения атмосферой для трёх вариантов расчёта потоков высыпающихся электронов с характерными энергиями $E_0 = 1 \text{ кэВ}$ (сплошная линия), 10 кэВ (штриховая линия) и 100 кэВ (штрихпунктирная линия). На рисунках 8б, 9б показаны высотные профили скорости нагрева атмосферного газа высыпающимися электронами (обозначения как на рис. 8а, 9а). На рисунках 8в, 9в показаны высотные профили эффективности нагрева атмосферы, т.е. отношение энергии, ушедшей на нагрев, к полному депозиту энергии на данной высоте (обозначения как на рис. 8а, 9а).

Как и следовало ожидать, для обеих рассматриваемых планет при увеличении энергии высыпающихся электронов пики поглощения (депозиции) общей и тепловой энергий смещаются ниже (глубже в атмосферу) и

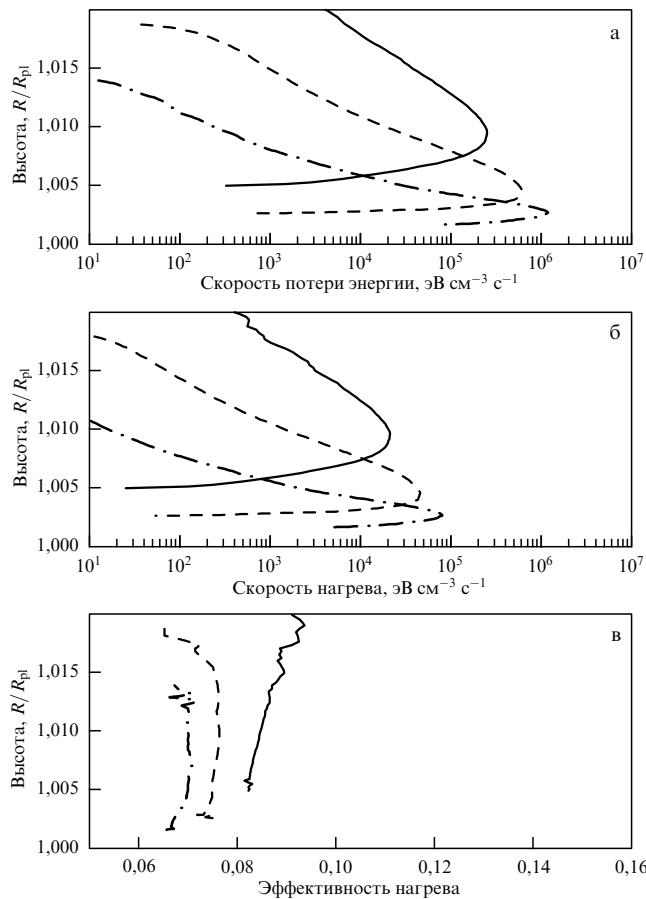


Рис. 9. (а) Скорости потери энергии авроральными электронами в столкновениях с атмосферным газом. (б) Скорости нагрева атмосферного газа в столкновениях с авроральными электронами. (в) Эффективности нагрева атмосферного газа высыпающимися электронами. Авроральные электроны высыпаются с распределением Максвелла с характерными энергиями $E_0 = 1$ кэВ (сплошная линия), 10 кэВ (пунктирная линия) и 100 кэВ (штрихпунктирная линия) в атмосферу Юпитера в Солнечной системе.

растут по абсолютной величине. Однако абсолютные значения пиков поглощённой атмосферой энергии электронов заметно отличаются для разных планет. Так, для горячего Юпитера пик поглощения при высыпании электронов с характерной энергией $E_0 = 10$ кэВ соответствует значению 5×10^3 эВ см⁻³ с⁻¹ на высоте $1,065 R/R_{\text{pl}}$, а для планеты Юпитер — значению 6×10^3 эВ см⁻³ с⁻¹ на высоте $1,004 R/R_{\text{pl}}$. Сравнение полученных результатов показывает, что для случая горячего Юпитера, помимо уменьшения величины пиков поглощённой атмосферой энергии, поглощение энергии электронов происходит в более протяжённой области термосферы и заметно растёт эффективность нагрева атмосферы.

По результатам расчётов, проведённых для типичного горячего Юпитера и планеты Юпитер, удалось установить, что эффективность нагрева имеет слабую зависимость (не зависит) от характерной энергии высыпающихся электронов. Для верхней атмосферы Юпитера эффективность нагрева не зависит и от высоты и лежит в диапазоне 7–9 %. Эффективность нагрева атмосферы горячего Юпитера имеет существенную зависимость от высоты — изменяется от 8 до 17 %. Важно отметить, что для горячих Юпитеров пики поглощения энергии в случае электронов с низкими кинетическими энергиями лежат в

области более высоких значений эффективности нагрева, что может значительно усилить вклад от высыпания электронов в общий нагрев атмосферы.

2.4. Аэррономическая модель горячего Юпитера с учётом надтепловых частиц

В данном разделе представлена самосогласованная аэррономическая модель верхней атмосферы горячего Юпитера, включающая реакции с участием надтепловых фотоэлектронов. С помощью разработанной модели для планеты HD 209458b рассчитаны высотные профили плотности, скорости и температуры газа. Показано, что учёт надтепловых электронов при вычислении функций нагрева и охлаждения значительно снижает темп оттока атмосферного газа в гидродинамическом режиме.

Процесс оттока атмосферы планеты HD 209458b исследовался различными авторами путём газодинамического моделирования [18–21, 23, 28, 43–45] с учётом химических реакций. Во всех этих работах решалась одномерная система газодинамических уравнений. Основные различия опубликованных моделей касаются состава атмосферы и граничных условий. В работе [19] атмосфера считалась состоящей из атомарного водорода, молекулярного водорода и гелия. В работах [20, 58] учитывается наличие примесей. Авторы статьи [58] включают в модель C, C⁺, O, O⁺, N, N⁺, Si⁺, Si, Si²⁺, однако считают, что молекулярный водород в верхней атмосфере отсутствует. В работе [20] учитываются также и молекулы, состоящие из атомов C, O, N, D. В качестве внешнего граничного условия обычно выбирается условие свободного вытекания, при котором значения газодинамических параметров на внешней границе экстраполируются из прилегающих ячеек. В модели [20] на внешней границе задаётся внешнее давление. Обычно на нижней границе ставится фиксированное граничное условие [19, 20], хотя в работе [58] используется условие втекания вещества. Полученные в этих работах результаты показывают, что верхняя атмосфера может нагреваться до температур свыше 10000 К, несмотря на то что равновесная температура для этой планеты составляет 1300 К. В данных моделях воспроизводится темп оттока для экзопланеты HD 209458b, который оценивается по данным наблюдений величиной 10^{10} г с⁻¹ [11, 18].

Как отмечалось выше, модели, основанные исключительно на уравнениях газодинамики, оказываются недостаточно точными для описания процессов нагрева верхней атмосферы, где распределение частиц по скоростям может отличаться от максвелловской функции [27]. В качестве основной причины газодинамического оттока атмосферы горячих Юпитеров называют нагрев излучением звезды [18, 20, 21, 23, 28, 43–45] в диапазоне 1–100 нм (XUV-излучение), которое поглощается в ходе реакций ионизации атомарного водорода и гелия, а также ионизации, диссоциации и диссоциативной ионизации молекулярного водорода [26, 47, 60].

В работах [18–21, 23, 28, 43–45] роль фотоэлектронов в процессе нагрева учитывается с помощью подгоночного коэффициента, называемого эффективностью нагрева. С физической точки зрения эффективность нагрева показывает, какая доля энергии XUV-излучения, поглощённого атмосферой, идёт на её нагрев. Значение эффективности нагрева варьируется от 0 до 1. Для точного определения этой величины необходимо рассчитывать кинетику фотоэлектронов (см. разделы 2.1 и 2.2).

Для корректного расчёта динамики атмосферы горячего Юпитера необходимо построить комплексную самосогласованную модель, включающую в себя расчёт динамики надтепловых частиц, расчёт химических реакций и газодинамику.

Самосогласованная аэрономическая модель верхней атмосферы горячего Юпитера с учётом надтепловых фотоэлектронов включает в себя модуль Монте-Карло, химический модуль, газодинамический модуль. В модуле Монте-Карло на основе начальных распределений концентраций нейтральных компонентов атмосферы и температуры ведётся расчёт интенсивности нагрева атмосферы, скоростей ионизации, диссоциации и возбуждения компонентов атмосферы. В химическом модуле на основе скоростей реакций, рассчитанных в модуле Монте-Карло, определяются изменения концентраций компонентов атмосферы. В газодинамическом модуле из скорости нагрева рассчитывается изменение макроскопических характеристик атмосферы: плотности, скорости, температуры.

Для расчёта переноса и кинетики фотоэлектронов в верхней атмосфере экзопланеты с преобладанием водорода и гелия использовалась модель Монте-Карло [47, 49], адаптированная к водородным атмосферам. В модель включены ударные реакции (3) и перенос надтепловых электронов в атмосфере. Соответственно, кинетика и перенос фотоэлектронов описывается при помощи уравнения Больцмана (4). В данном модуле подсчитывается темп перехода энергии излучения и фотоэлектронов во внутреннюю энергию в каждой из фотолитических реакций (1) и ударных реакций вторичных электронов (3). Отдельно подсчитывается энергия надтепловых фотоэлектронов, переходящая в тепловую. Таким образом, по результатам моделирования можно определить функцию нагрева атмосферы.

В химическом модуле решается система уравнений химической кинетики. Сетка реакций включает в себя 19 реакций с участием 9 компонентов: H , H_2 , e^- , H^+ , H_2^+ , H_3^+ , He , He^+ , HeH^+ . Константы скорости реакций берутся из работы [20]. Поскольку получившаяся система дифференциальных уравнений жёсткая, для её решения используется программный пакет DVOODE. Излучение иона H_3^+ является основным каналом радиативного охлаждения. Зависимость интенсивности излучения иона H_3^+ от температуры взята из работы [50]. На её основе рассчитывается функция охлаждения.

В основе газодинамического модуля лежит численный код, описанный в работе [74]. Этот код изначально создавался для расчёта коллапса протозвёздного облака. Перед применением мы адаптировали его для случая планетной атмосферы. В модели решается одномерная сферически-симметричная адиабатическая система уравнений газодинамики с использованием уравнения состояния идеального газа [75]. Для решения системы уравнений используется неявная полностью консервативная разностная схема, описанная в книге [76]. Расчёт ведётся на лагранжевой сетке, т.е. с подвижными границами ячеек, поскольку плотность в атмосфере падает экспоненциально в зависимости от радиуса. Использование равномерной по массовой переменной сетки приводит к тому, что ячейки на поверхности планеты много меньше ячеек в верхней части счётной области. Это приводит к уменьшению временного шага, определяемого по условию Куранта. Таким образом, равномерная сетка явля-

ется причиной малой скорости расчёта и низкого пространственного разрешения в верхней части атмосферы, где протекают ключевые процессы. Для решения этой проблемы численный метод, использованный в работе [74], был модифицирован для расчёта на неоднородной сетке. Для наших расчётов была использована сетка, неравномерная по массовой координате: масса ячеек падает с высотой в соответствии с геометрической прогрессией. Показатель прогрессии был подобран эмпирически и составлял 0,986. Для подавления осцилляций, возникающих в плотных слоях атмосферы, в схему введена искусственная вязкость. Значение этого параметра подбиралось минимально достаточным для подавления нефизических осцилляций. На каждом временному шаге, после выполнения газодинамического модуля, тепловая энергия и давление обновляются с учётом функций нагрева и охлаждения, полученных в химическом модуле и модуле Монте-Карло. Такой подход широко используется и известен как метод расщепления по физическим процессам.

Для расчёта были выбраны следующие начальные условия: атмосфера считается изотермической с температурой 1300 К, что соответствует равновесной температуре на расстоянии от звезды, равном большой полуоси орбиты планеты HD 209458b. Плотность атмосферы распределена по барометрическому закону, скорость газа равна нулю. Нижняя граница расчётной области жёстко закреплена на расстоянии, равном одному радиусу планеты, и на ней действуют условия отражения. Верхняя граница не закреплена, т.е. в процессе моделирования атмосфера может как расширяться, так и сжиматься. Внешним граничным условием является внешнее давление, которое считается равным газовому давлению звёздного ветра на соответствующем орбитальном радиусе. Если взять параметры звёздного ветра, приведённые в [77], то внешнее давление будет равно $p_{\text{ex}} = 1,6 \times 10^{-6}$ дин см^{-2} . Изначально атмосфера состоит из молекулярного водорода и гелия с массовой долей гелия, равной 0,15. Одним из входных параметров модели является общая масса атмосферы. Она подбиралась эмпирически таким образом, чтобы в расчётную область попала часть атмосферы, нагреваемая XUV-излучением. В нашем случае масса атмосферы равна 1×10^{18} г. Плотность на нижней границе изначально составляет $7 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Спектр звезды в УФ диапазоне принят равным спектру современного Солнца, взятому из работы [78] и пересчитанному для расстояния в 0,045 а.е. Расчёт вёлся до достижения стационарного режима. Поскольку модель одномерная, необходимо было воспользоваться приближением трёхмерного потенциала Роша, принял его равным гравитационному потенциалу вдоль линии, соединяющей центры планеты и звезды.

В зависимости от состава верхней атмосферы и эффективности нагрева режим убегания может изменяться от гидростатического к гидродинамическому. С целью исследования данной проблемы было проведено моделирование атмосферы планеты HD 209458b с учётом упрощённого потенциала Роша и исследовано влияние реакций с участием надтепловых фотоэлектронов на динамику, изменение химического состава и темп оттока водородно-гелиевой атмосферы горячего Юпитера HD 209458b [75]. Расчёты выполнены для двух моделей — с учётом ($M+$) и без учёта ($M-$) фотоэлектронов,

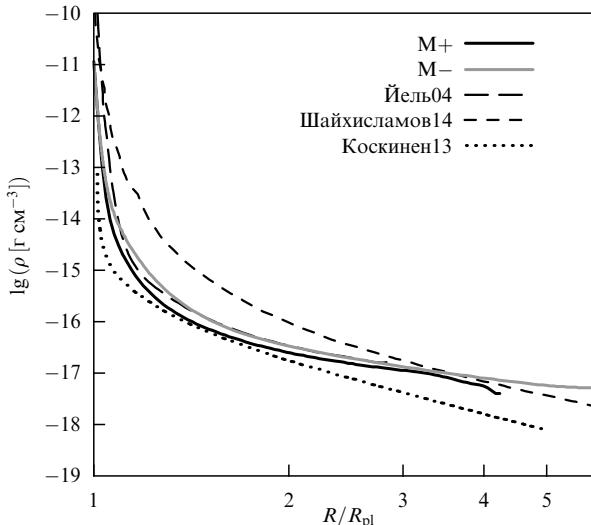


Рис. 10. Высотные профили плотности для моделей М+, М-, Коскинен13, Шайхисламов14 и Йель04.

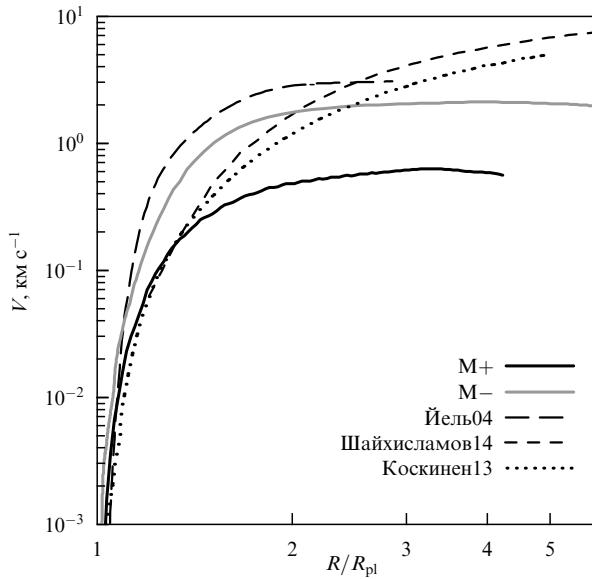


Рис. 11. Высотные профили массовой скорости для моделей М+, М-, Коскинен13, Шайхисламов14 и Йель04.

проведено сравнение с результатами других авторов — результаты из работ [19, 58, 23] обозначены на рисунках как модели Йель04, Коскинен13 и Шайхисламов14 соответственно.

На рисунках 10–12 показаны расчётные высотные профили температуры, скорости и плотности для всех сравниваемых моделей. Поскольку включение в расчёт надтепловых частиц приводит к уменьшению интенсивности нагрева, можно ожидать, что их учёт приведёт к существенному уменьшению температуры атмосферы, а также к снижению скорости газа, так как газ ускоряется вследствие нагрева. На рисунке 10 показано сравнение профилей плотности для моделей М+, М- и моделей других авторов. Оказывается, что учёт фотоэлектронов сильно влияет на профиль плотности, и все кривые на рисунке существенно отличаются друг от друга, в особенности во внешней области верхней атмосферы.

Профили скорости, показанные на рис. 11, также качественно повторяют профили, полученные другими

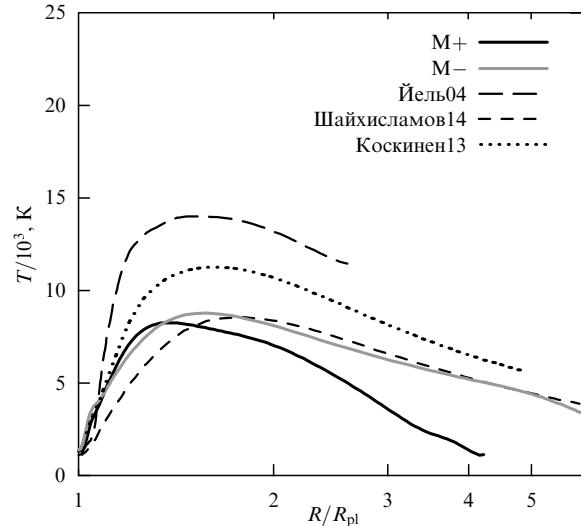


Рис. 12. Высотные профили температуры для моделей М+, М-, Коскинен13, Шайхисламов14 и Йель04.

авторами, но наша модель с учётом вклада фотоэлектронов показывает более низкие скорости оттока атмосферного газа. Только на больших высотах модели Коскинен13, Шайхисламов14 показывают скорость, превышающую результат модели М-. Для такой переменной, как скорость, особенно сильна разница между моделями М+ и М-, скорость газа в модели без фотоэлектронов оказывается в несколько раз выше.

Видно, что проведённые расчёты дают результаты, качественно согласующиеся с результатами других авторов лишь для модели М-, т.е. без строгого учёта вклада надтепловых частиц — фото- и вторичных электронов. Высотный профиль температуры для моделей М+, М-, а также результатов других авторов показан на рис. 12. В соответствии с ожиданиями, учёт фотоэлектронов ведёт к снижению температуры атмосферы, причём с увеличением радиуса разница между двумя моделями. В модели М- температура в максимуме составляет примерно 9000 К, а учёт надтепловых частиц снижает её до 6000 К. Среди трёх моделей, с которыми мы сравнивали наши расчёты, наилучшее согласие наблюдается для модели Шайхисламов14. Температуры в моделях Йель04 и Коскинен13 получаются выше на несколько тысяч кельвинов. Однако максимум температуры во всех моделях находится на одном и том же расстоянии от центра: $(1.3-1.5)R_{\text{pl}}$. Расчёты показали, что существенные различия для моделей М+ и М- наблюдаются в темпе нагрева атмосферного газа, что приводит к отличию в температуре атмосферного газа (см. рис. 12) и, соответственно, в скорости его потери.

На основе плотности и скорости на определённом радиусе R можно сделать оценки темпа оттока атмосферы по формуле $\dot{M}(R) = 4\pi\rho(R)v(r)R^2$. Вычисленный темп оттока не меняется на высотах выше $1.2R_{\text{pl}}$. В расчётах были получены величины скорости потери атмосферы, что позволило выполнить сравнение с наблюдательными оценками и результатами расчётов других авторов, а именно: а) оценка $\sim 10^{10} \text{ г с}^{-1}$ [11], полученная из анализа наблюдений на космическом телескопе им. Хаббла (КТХ); б) газодинамические модели [23] — $4 \times 10^{10} \text{ г с}^{-1}$; [58] — $7 \times 10^{10} \text{ г с}^{-1}$ и в) наши расчёты скорости гидродинамического оттока атмосфе-

ры: модель $M_- = 4 \times 10^{10}$ г с $^{-1}$; модель $M_+ = 8 \times 10^9$ г с $^{-1}$. Несмотря на различия в деталях моделей (полнота физической модели, численные методы решения, предполагаемые основные атмосферные компоненты и химическая сложность среды), все эти модели вполне удовлетворительно соответствуют наблюдениям облака водорода вокруг горячего юпитера HD 209458b. С эволюционной точки зрения наиболее интересно, что полученные модельные скорости потери водорода совпадают друг с другом в пределах фактора порядка нескольких единиц. Учёт фотоэлектронов в модели M_+ приводит к снижению оценки темпа оттока в несколько раз, что может быть одной из причин неполной потери экзопланетами первичной атмосферы с преобладанием водорода. Как показано в работах [28, 29, 70], режим и темп оттока атмосферы определяются не только состоянием атмосферы, но и параметрами звёздного ветра. Поэтому полученные значения параметров атмосферы можно использовать в качестве граничных условий для трёхмерных газодинамических расчётов, моделирующих взаимодействие атмосферы планеты со звёздным ветром.

Как видим, процессы теплового и нетеплового убегания могут влиять на переход планетных верхних атмосфер от гидростатического к гидродинамическому режиму. Необходимо более детально изучать отношение потока приходящей звёздной XUV энергии и скорости убегания из атмосферы планеты, определяющее эффективность убегания. А именно, необходим детальный учёт не только всех потоков энергии, преобразуемой в совокупности процессов атмосферной химии, но и учёт энергии, переносимой в пределах термосферы посредством надтепловых частиц — фото- и вторичных электронов. Соответственно, расчёт эффективности нагрева с учётом надтепловых частиц, как было продемонстрировано в аэррономической модели M_+ , ещё более усложняется [27, 79], но именно такие модели позволяют более строго изучить космогонию образования и потери атмосфер экзопланет.

3. Газодинамика оболочек горячих юпитеров

Наблюдения показывают признаки существования протяжённых газовых оболочек вокруг горячих юпитеров. Так, например, наблюдения планет HD 189733b [80] и WASP-12b [16, 81] позволили открыть интересное явление — несовпадение начала или конца транзита в различных диапазонах спектра. Впервые оно было обнаружено Фоссати в 2009 г. [16] по результатам наблюдений транзита планеты WASP-12b в УФ-диапазоне на телескопе им. Хаббла. Начало транзита на некоторых кривых блеска опережает начало транзита в видимом диапазоне примерно на 50 минут, что свидетельствует о наличии поглощающего вещества, расположенного перед планетой на расстоянии примерно 4–5 её радиусов. Для объяснения этого явления было выдвинуто предположение о возможном оттоке массы от планеты к звезде [82, 83]. При этом предполагается, что атмосфера планеты может переполнять свою полость Роша. В работах [28, 29] была предложена идея о формировании квазистационарных оболочек вследствие взаимодействия истекающего с планеты вещества со звёздным ветром. Из-за сверхзвукового режима обтекания оболочки в системе должна формироваться отошедшая ударная волна. Также была предложена идея формирования отошед-

шей ударной волны вследствие наличия собственного магнитного поля планеты [84–86]. Однако такая гипотеза требует наличия значительного магнитного поля, что является труднообъяснимым в случае типичного для горячих юпитеров синхронного вращения планеты со звездой.

В целом наличие протяжённых оболочек у горячих юпитеров можно считать экспериментально установленным фактом. В то же время теоретические работы, объясняющие формирование таких оболочек, исходят из разных физических предположений: перезарядка [18], давление излучения [70, 80], перетекание на звезду [82, 83], собственное магнитное поле [84–86], формирование квазизамкнутых оболочек вследствие истечения вещества из окрестности L_1 и взаимодействия со звёздным ветром [28, 29]. Эти обстоятельства делают задачу исследования таких оболочек интересной не только с точки зрения интерпретации наблюдений, но и с позиций фундаментальных физических исследований. Корректная модель позволит и объяснить наблюдавшиеся свойства оболочек, и исследовать свойства родительской звезды, недоступные прямым измерениям. Использование модели как средства изучения магнитного поля звезды и параметров звёздного ветра позволит значительно увеличить область её применения. Следует отметить ещё одно важное обстоятельство — исследование газодинамики оболочек экзопланет, с одной стороны, является абсолютно новой задачей, а с другой стороны, может быть рассмотрено как маргинальный случай обмена веществом в двойной звёздной системе. Газодинамика тесных двойных звёзд является классической задачей астрофизики, и для её решения были созданы многочисленные модели. В наших исследованиях оболочек экзопланет в качестве отправной точки использовались газодинамические модели, разработанные в Институте астрономии РАН [87, 88].

3.1. Переполнение полости Роша атмосферой планеты

Рассмотрим систему, включающую в себя звезду и горячий юпитер, как аналог двойной звезды с экстремально малым отношением масс. Если использовать лишь общие предположения, то математические методы описания двойных звёзд вполне могут быть перенесены и на описание системы звезда — горячий юпитер. Воспользуемся стандартным подходом, используемым в физике тесных двойных звёзд, и рассмотрим поле сил в двойной системе, компоненты которой являются звездой и планетой с массами M_* и M_{pl} соответственно. Воспользуемся стандартными предположениями о том, что компоненты двойной системы движутся по круговым орбитам и собственное вращение компонентов синхронизировано с орбитальным вращением $\Omega_* = \Omega_{\text{pl}} = \Omega = 2\pi/P_{\text{orb}}$, где P_{orb} — орбитальный период. Кроме того, используем приближение Роша о том, что оба компонента можно рассматривать как точечные массы и описывать их гравитационное притяжение классическим законом Ньютона.

Для дальнейшего рассмотрения введём декартову систему координат (x, y, z) , вращающуюся со скоростью двойной системы, с началом координат в центре звезды. Примем также, что ось x направлена вдоль линии, соединяющей центры компонентов системы, ось z перпендикулярна орбитальной плоскости и параллельна Ω , а ось y дополняет тройку осей до правой.

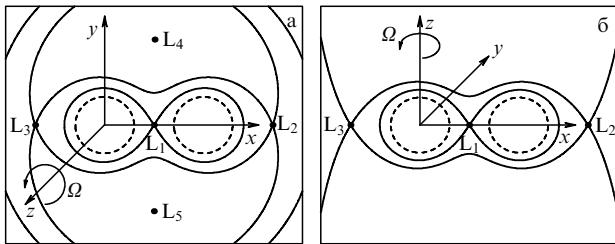


Рис. 13. Эквипотенциалы Роша в экваториальной xy (а) и фронтальной xz (б) плоскостях для двойной системы с отношением масс $q = M_{\text{pl}}/M_* = 1$. Пунктирной линией обозначена эквипотенциальная поверхность, проходящая через точку $(0,3A, 0, 0)$. Также отмечено положение точек Лагранжа L_1, \dots, L_5 , и изображена принятая система координат.

В рассматриваемом случае точечных масс потенциал Φ , описывающий поле сил в системе, называется потенциалом Роша. Поскольку движение компонентов подчиняется третьему закону Кеплера

$$G(M_* + M_{\text{pl}}) = A^3 \Omega^2,$$

где A — расстояние между центрами компонентов, а положение центра масс системы даётся формулой

$$R_{\text{cm}} = \frac{M_{\text{pl}}}{M_* + M_{\text{pl}}} A,$$

выражение для потенциала можно с точностью до константы представить в виде

$$\Phi = -\frac{GM_*}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{GM_{\text{pl}}}{\sqrt{(x - A)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{2} \Omega^2 \left[\left(x - A \frac{M_{\text{pl}}}{M_* + M_{\text{pl}}} \right)^2 + y^2 \right]. \quad (5)$$

Эквипотенциали в экваториальной плоскости системы xy ($z = 0$) с отношением масс компонентов $q = M_{\text{pl}}/M_* = 1$ показаны на рис. 13а. На рисунке 13б показаны эквипотенциали во фронтальной плоскости системы xz ($y = 0$). На рисунке 13 также изображена принятая система координат (x, y, z) . Как видно из рис. 13, вблизи центров компонентов эквипотенциали являются практически сферическими. По мере удаления от центра гравитационное воздействие второго компонента возрастает, и эквипотенциали становятся эллипсоидами, вытянутыми вдоль оси x . Наличие вращения приводит к сжатию эквипотенциалей вдоль оси z .

Потенциал Роша имеет пять точек либрации, называемых также точками Лагранжа. Они представлены на рис. 13. Положение этих точек определяется из условия

$$\nabla \Phi = 0. \quad (6)$$

Все пять точек Лагранжа лежат в экваториальной плоскости, причём три из них (L_1 , L_2 и L_3) лежат на оси x и являются точками перегиба функции Φ . Точки L_4 и L_5 являются максимумами функции Φ . Положение внутренней точки Лагранжа L_1 определяется из уравнения (6), которое обычно записывается в виде [89, 90]:

$$r_{L_1}^{-2} - r_{L_1} = q[(1 - r_{L_1})^{-2} - (1 - r_{L_1})], \quad (7)$$

где $r_{L_1} = x_{L_1}/A$.

Эквипотенциальная, проходящая через внутреннюю точку Лагранжа L_1 , ограничивает два соприкасающихся объёма, известных под названиями критических поверхностей или полостей Роша. Данное понятие чрезвычайно важно в астрономической практике, поскольку для объекта (звезды или атмосферы планеты), поверхность которого находится внутри полости Роша, ещё возможна стационарная конфигурация, при которой градиент потенциала Роша уравновешивается градиентом газового давления. При достижении же звездой критической поверхности суммарная сила (сумма гравитационных сил притяжения к каждому из компонентов и центробежной силы) равняется нулю во внутренней точке Лагранжа, и градиент давления в этой точке уже не может быть уравновешен, в результате чего начинается перетекание вещества.

Рассмотрим характеристики перетекающего вещества для типичного горячего юпитера на примере WASP-12b. Для этой экзопланеты расстояние от центра планеты до внутренней точки Лагранжа L_1 составляет всего $2R_{\text{pl}}$, что позволяет рассматривать планету как объект, верхние слои атмосферы которого могут выходить за пределы полости Роша. Определим параметры потока, формирующегося в окрестности точки L_1 . Пусть вещество атмосферы планеты, достигшее L_1 , имеет плотность ρ_{L_1} и температуру T_{L_1} . Скорость потери вещества через окрестность внутренней точки Лагранжа может быть оценена как

$$\dot{M}_{\text{pl}} = S \rho_{L_1} v_{L_1}, \quad (8)$$

где S — эффективное сечение струи, ρ_{L_1} — плотность, усреднённая по сечению струи, v_{L_1} — скорость. Течение вещества через окрестность внутренней точки Лагранжа происходит аналогично свободному расширению газа в пустоту из полости с точечным отверстием. Это означает, что скорость потока через точку L_1 примерно равна скорости звука в атмосфере планеты ($v_{L_1} \approx c_s$), и следовательно, выражение (8) может быть записано как

$$\dot{M}_{\text{pl}} = S \rho_{L_1} c_s. \quad (9)$$

Чтобы определить размеры истекающей струи в окрестности L_1 , рассмотрим возможное удаление частицы со скоростью, равной локальной скорости звука c_s (т.е. с удельной кинетической энергией $\sim c_s^2$), от поверхности полости Роша планеты. Приравнивая разность потенциальной энергии удельной кинетической энергии, можно получить уравнение для формы струи в окрестности L_1 , подобное уравнению из работы [91]:

$$\Delta \Phi = c_s^2. \quad (10)$$

Раскладывая это выражение в ряд Тейлора по переменным u и z и пользуясь тем, что $\nabla \Phi|_{(x_{L_1}, 0, 0)} = 0$, получим уравнение, описывающее форму струи — эллипс. После несложных математических преобразований можно определить (см., например, [87, 88]) площадь сечения струи в точке L_1 , и, как следствие, скорость потери вещества атмосферой планеты. Однако в астрономической практике широко используется более простое выражение для определения темпа потери массы астрофизическим объектом, заполняющим свою полость Роша.

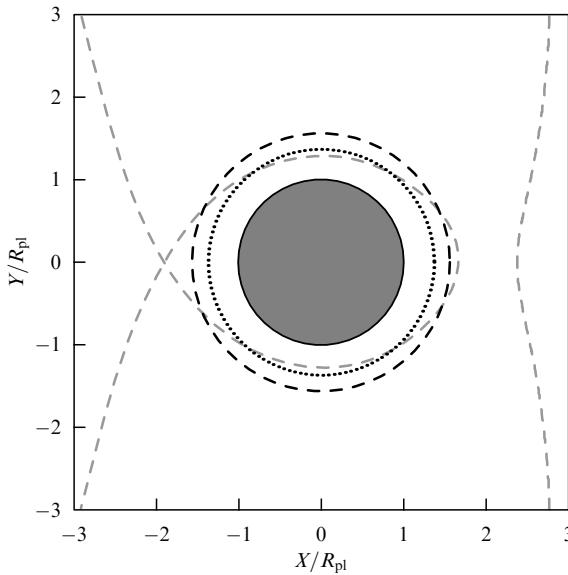


Рис. 14. Фотометрический радиус (серый круг), эффективный радиус полости Роша (окружность из точек) и высота экзобазы (штриховая окружность) для планеты WASP 12b. Серая штриховая линия показывает эквипотенциаль Роша в экваториальной плоскости системы, проходящую через точку L_1 .

Для этого используют понятие эффективного (или объёмного) радиуса полости Роша R_{L_1} , который определяется как радиус сферы с объёмом, равным объёму полости Роша, тогда степень переполнения полости Роша $\Delta R = R - R_{L_1}$. Согласно [92] темп потери массы зависит от степени переполнения полости Роша атмосферой следующим образом:

$$\frac{\dot{M}}{M_{\text{pl}}} = \left(\frac{\Delta R}{R} \right)^3 \sqrt{\frac{GM_{\text{pl}}}{R^3}}, \quad (11)$$

где R — радиус планетной атмосферы, ΔR — величина переполнения полости Роша атмосферой планеты.

Границу атмосферы экзопланеты можно определить как расстояние от центра планеты до экзобазы, где длина свободного пробега частиц сравнивается с характерной шкалой высот:

$$\frac{1}{R_{\text{ex}}} = \frac{1}{R_{\text{pl}}} - \frac{R_g T}{GM_{\text{pl}}} \ln \frac{R_{\text{pl}}^2 R_g T n_0 \sigma}{GM_{\text{pl}}}. \quad (12)$$

Здесь R_{ex} — высота экзобазы, T — температура внешних слоёв атмосферы, R_g — газовая постоянная, n_0 — концентрация частиц в атмосфере на фотометрическом радиусе R_{pl} , σ — сечение рассеяния для газа атмосферы.

На рисунке 14 в качестве примера схематически показаны фотометрический радиус, эффективный радиус полости Роша, а также экзобаза типичного горячего Юпитера WASP 12b. Как можно видеть из рисунка, атмосфера планеты выходит за пределы полости Роша, причём степень переполнения оказывается $\sim 0,12R_{\text{pl}}$, что даёт экстремально высокий темп потери массы в соответствии с уравнением (11).

В работе [93] сделаны оценки степени переполнения полости Роша атмосферами горячих Юпитеров, для которых были известны на тот момент массы, размеры большой полуоси, а также фотометрические радиусы (всего 189 планет). Исходя из этих данных для всех пла-

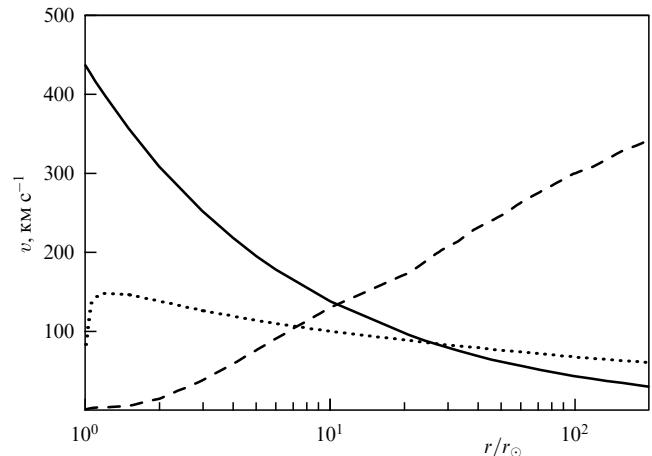


Рис. 15. Скорость звёздного ветра (штриховая линия), орбитальная скорость планеты (сплошная линия) и местная скорость звука (пунктирная линия) для Солнца.

нет были оценены высота экзобазы и степень переполнения полости Роша. В работе было показано, что, если принять температуры атмосфер равными 10^4 К, примерно третья из этих планет переполняет свои полости Роша (при температуре 5000 К — порядка 10 %). Полученные для этих планет степени переполнения практически во всех случаях больше $1,1R_{\text{pl}}$, достигая для некоторых планет величины $2R_{\text{pl}}$ и более. Очевидно, что при такой степени переполнения время жизни планет — газовых гигантов не может быть достаточно большим. Соответственно, должны быть механизмы, ограничивающие темп потери массы горячими Юпитерами.

3.2. Стабилизация оболочек горячих Юпитеров звёздным ветром

В работе [28] нами был рассмотрен типичный горячий Юпитер WASP-12b и выдвинуто предположение, что раннее затмение может возникать из-за формирования у этой экзопланеты замкнутой несферической оболочки, существенно превышающей пределы её полости Роша. Это оболочка формируется в результате истечения атмосферы планеты через окрестности точек Лагранжа L_1 и L_2 . Взаимодействие истечений с потоком звёздного ветра приводит к образованию отошедших ударных волн сложной формы, при этом динамическое давление звёздного ветра ограничивает истечения и делает оболочку стационарной и долгоживущей.

Рассмотрим движение экзопланеты типа горячий Юпитер в газе звёздного ветра. Для звезды с солнечными параметрами зависимость местной скорости ветра и скорости звука в ветре от расстояния до центра звезды¹ показана на рис. 15. На том же рисунке сплошной линией показана зависимость орбитальной скорости планеты от радиуса орбиты. Как видно из рис. 15, движение планеты в газе звёздного ветра будет сверхзвуковым на всех орbitах: при малых расстояниях от звезды — за счёт большой орбитальной скорости, на больших — за счёт сверхзвуковой радиальной скорости ветра.

Планета с атмосферой, движущаяся со сверхзвуковой скоростью, порождает отошедшую ударную волну в газе

¹ Данные о параметрах солнечного ветра взяты из работы [77].

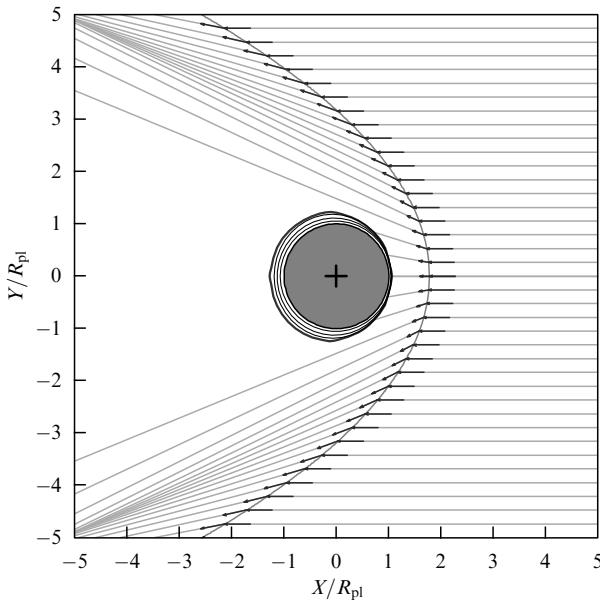


Рис. 16. Форма контактного разрыва (жирная линия) и ударной волны (тонкая линия) вблизи горячего юпитера. Показаны линии тока и векторы скорости в ветре до и после прохождения ударной волны. Крест обозначает центр масс планеты, серый круг — её фотометрический радиус.

звёздного ветра², за которой следует контактный разрыв — граница, отделяющая вещество ветра от атмосферы. Структура течения для такого случая схематично показана на рис. 16.

В идеализированном случае равновесной сферической атмосферы определить положение и форму контактного разрыва возможно, воспользовавшись записанным для него законом сохранения импульса [94]:

$$\rho_1 v_1^2 + p_1 = \rho_2 v_2^2 + p_2, \quad (13)$$

где ρ_1, ρ_2 — плотности, v_1, v_2 — скорости, p_1, p_2 — давление с обеих сторон разрыва. Зависимость давления и плотности в верхних частях атмосферы от высоты можно вычислить исходя из условия гидростатического равновесия идеального газа, находящегося в гравитационном поле точечной массы:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{atm}}(r) &= \rho_0 \exp \left[-\frac{GM_{\text{pl}}}{R_{\text{gas}} T_{\text{atm}}} \left(\frac{1}{R_{\text{pl}}} - \frac{1}{r} \right) \right], \\ p_{\text{atm}}(r) &= \rho_{\text{atm}} R_{\text{gas}} T_{\text{atm}}, \end{aligned} \quad (14)$$

где G — гравитационная постоянная, ρ_{atm} — плотность атмосферы на радиусе r , ρ_0 — плотность атмосферы на некотором радиусе R_{pl} (как правило, ρ_0 берётся на фотометрическом радиусе планеты), R_{gas} — газовая постоянная, T_{atm} — температура планеты, p_{atm} — давление атмосферы на радиусе r .

Подставляя в левую часть уравнения (13) значения плотности и давления атмосферы, а в правую часть того же уравнения значения плотности, давления и скорости набегающего на атмосферу газа звёздного ветра, можно получить уравнение, аналогичное уравнению для опре-

деления формы атмосферы из [95]:

$$p_{\text{atm}}(r) = \frac{\rho_w v_w^2}{2} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{v}_w) + p_w, \quad (15)$$

где ρ_w — плотность ветра, \mathbf{v}_w — скорость ветра, \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности атмосферы. Уравнение (15) позволяет получить форму наветренной части атмосферы, непосредственно взаимодействующей со звёздным ветром. Точка лобового столкновения (ТЛС), в которой $\cos(\mathbf{n}, \mathbf{v}_w) = 1$, находится nearest к центру планеты.

Фронт ударной волны расположен на некотором расстоянии от контактного разрыва. Расстояние между ними в точке лобового столкновения называется отходом волны. В работе [96] предложена полуэмпирическая формула, определяющая эту величину:

$$\Delta = 1,1 r_0 \frac{(\gamma - 1) M^2 + 2}{(\gamma + 1) M^2}, \quad (16)$$

где γ — показатель адиабаты, M — число Маха, r_0 — расстояние от центра планеты до контактного разрыва. В свою очередь, форма ударной волны определяется уравнением:

$$y^2(x) = 2R_s(r_s - x) + b_s(r_s - x)^2, \quad (17)$$

где R_s — радиус кривизны ударной волны, $r_s = r_0 + \Delta$ — расстояние от центра планеты до ТЛС, b_s — затупленность ударной волны. Величины R_s и b_s также определяются полуэмпирическими уравнениями:

$$R_s = \frac{\Delta(1 + \sqrt{(8/3)\epsilon^*})}{\epsilon^*}, \quad (18)$$

$$b_s = \tan\left(\frac{1}{M^2 - 1}\right)^2, \quad (19)$$

где ϵ^* — коэффициент сжатия на ударной волне, определяемый из уравнения:

$$\epsilon^* = \frac{(\gamma - 1) M^2 + 2}{2(M^2 - 1)}. \quad (20)$$

Уравнения (16) и (17) получены в предположении, что форма наветренной части контактного разрыва аппроксимируется уравнением:

$$y^2(x) = 2R_0(r_0 - x) + b_0(r_0 - x)^2, \quad (21)$$

где b_0 — затупленность поверхности контактного разрыва, R_0 — радиус его кривизны. Уравнения (17) и (21) даны в форме $y^2(x)$, так как и атмосфера, и ударная волна симметричны относительно оси x .

Форма контактного разрыва может быть получена из уравнения (15), после чего, аппроксимируя её уравнением (21), можно определить параметры r_0, R_0 и b_0 , подстановкой которых в уравнение (16) можно вычислить величину Δ , определяющую отход ударной волны, а также определить её форму исходя из уравнения (17). Следует отметить, что уравнениями (15) и (21) определяется только форма наветренной части атмосферы.

Из уравнения (15) можно определить положение ТЛС относительно центра масс планеты. Если ТЛС лежит внутри полости Роша планеты, то истечение вещества

² Ниже, в разделе 4, будет показано, что в присутствии магнитного поля ветра возможны условия, при которых ударная волна не образуется.

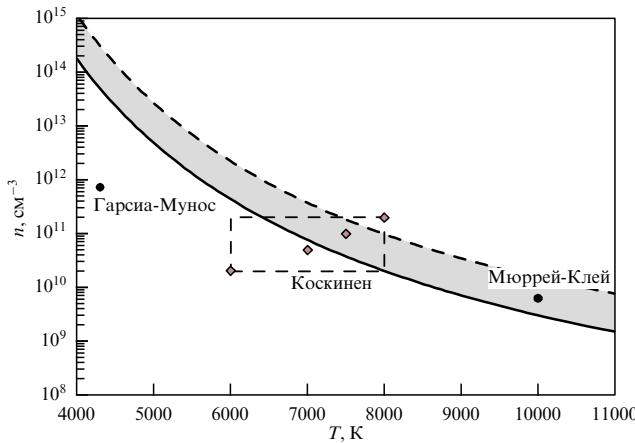


Рис. 17. Параметры атмосферы HD 209458b (температура и концентрация вещества на фотометрическом радиусе), при которых атмосфера планеты может принадлежать к одному из трёх выявленных типов. Ниже сплошной линии лежат точки, для которых атмосфера будет замкнутой. В затемнённом участке возможно существование квазизамкнутой атмосферы, в которой поток из L_1 останавливается в звёздном ветре. Выше штриховой линии лежит область незамкнутых атмосфер. Точками показаны значения, полученные в работах [20, 21]. Прямоугольная область соответствует диапазону значений, приведённому в работе [97] для верхней атмосферы. Ромбиками показаны параметры, для которых приведены результаты трёхмерного численного моделирования.

отсутствует, поскольку атмосфера не касается точек Лагранжа L_1 и L_2 , через окрестность которых возможно истечение. В случае, когда ТЛС лежит за пределами полости Роша, истечение возможно. На рисунке 17 сплошная линия разделяет области параметров полностью замкнутой (ниже линии) и истекающей (выше линии) атмосфер, рассчитанные для экзопланеты HD 209458b при параметрах звёздного ветра, соответствующих солнечным [77]. При параметрах атмосферы, соответствующих области над сплошной линией на рис. 17, могут формироваться истечения из окрестности внутренней точки Лагранжа L_1 ³.

Как было показано в работе [28], такие истечения (струи из точек L_1 и L_2) могут быть остановлены динамическим давлением звёздного ветра. Теоретически оценить расстояние, на котором струя из L_1 остановится, и дать критерий её остановки можно, решая уравнение (13), подставив параметры струи (плотность ρ_s , скорость v_s и давление⁴ $p_s = \rho_s R_{\text{gas}} T_{\text{atm}}$) с одной стороны и параметры ветра с другой. Нас интересует критерий остановки (а не отклонения) струи, так что будем рассматривать только те точки на её траектории, где может существовать точка лобового столкновения, т.е. векторы скорости струи и ветра будут коллинеарны.

На рисунке 18 схематически показана баллистическая траектория движения струи из точки L_1 . Стрелками, пересекающими траекторию струи, обозначены направления потоков газа звёздного ветра в соответствующих

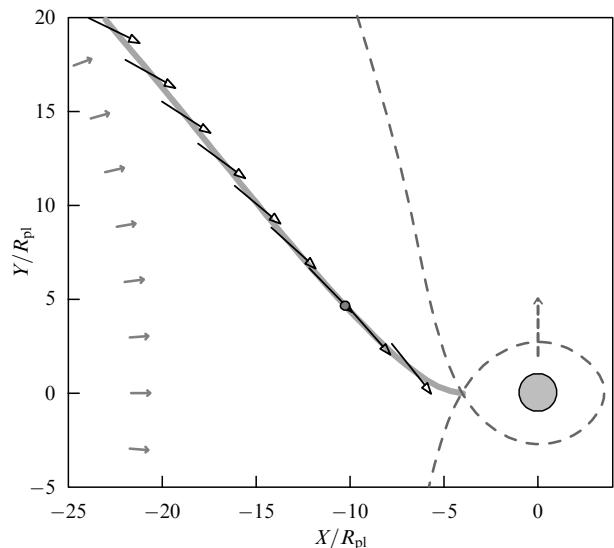


Рис. 18. Баллистическая траектория движения струи из точки L_1 (жирная серая линия). Штриховой линией показана изолиния потенциала Роша, проходящая через L_1 . Центр планеты находится в точке с координатами $(0, 0)$. Стрелки, пересекающие траекторию струи, показывают направление потока звёздного ветра в системе координат, вращающейся вместе с системой звезда – планета. Сплошными серыми стрелками показано радиальное направление движения ветра, штриховая серая стрелка показывает направление орбитального движения планеты. Затемнённый кружок на баллистической траектории соответствует точке, в которой направление движения струи коллинеарно скорости звёздного ветра.

точках струи. Из рисунка видно, что в некоторой точке (на рис. 18 эта точка обозначена тёмным кружком, будем называть её точкой коллинеарности) направление движения струи коллинеарно скорости звёздного ветра, что позволяет решить уравнение (13).

Легко показать, что такая точка будет существовать при любых параметрах звёздного ветра. В самом начале, покидая точку L_1 , струя движется прямо по направлению к звезде, её радиальная скорость равна скорости звука, а тангенциальная компонента скорости равна нулю. По мере движения сила Кориолиса отклоняет струю так, что, пройдя некоторое расстояние, она начнёт двигаться по касательной, т.е. уже её радиальная скорость станет равна нулю при ненулевой тангенциальной. Легко показать, что в этой точке струя приблизится к звезде на минимальное расстояние (будем называть эту точкуperiastром). Соответственно, на участке между точкой L_1 и periastром направление скорости меняется от чисто радиальной до чисто тангенциальной. С другой стороны, во вращающейся системе координат скорость ветра будет складываться из двух компонент — радиальной v_r (для простоты будем считать её константой) и тангенциальной v_t , зависящей от расстояния:

$$v_t = \Omega r, \quad (22)$$

где r — расстояние от центра масс системы, который практически совпадает с центром масс звезды. При бесконечно большой радиальной скорости тангенциальной компонентой можно пренебречь, соответственно, точка коллинеарности будет прямо в L_1 , где струя также движется радиально. При нулевой радиальной скорости ветра точка коллинеарности будет находиться в peri-

³ Точки L_2 и L_1 открываются при изменениях параметров атмосферы практически синхронно, так что далее мы будем говорить только о критерии открытия/закрытия L_1 .

⁴ Предположение о том, что струя на всём протяжении имеет ту же температуру, что и атмосфера, вполне допустимо, поскольку прогрев газа струи излучением должен происходить аналогично прогреву внешних частей атмосферы планеты.

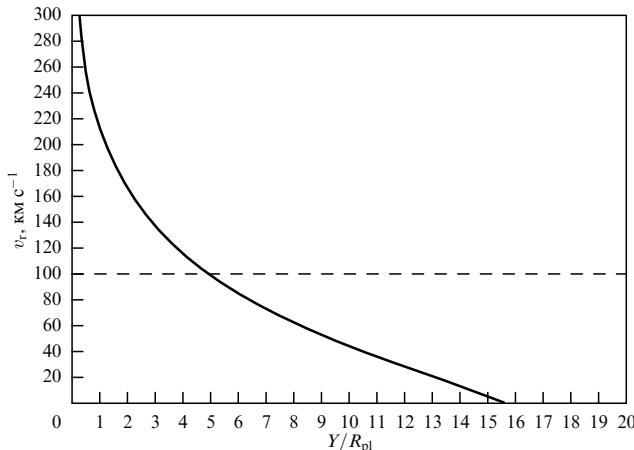


Рис. 19. Радиальная скорость звёздного ветра, необходимая для остановки струи на определённом расстоянии в проекции на лимб звезды. Штриховой линией обозначена радиальная скорость солнечного ветра на расстоянии, соответствующем орбите WASP-12b.

астре струи, где она имеет только тангенциальную компоненту скорости. Варьируя v_r от нуля до бесконечности, мы можем поместить точку коллинеарности в любое место струи, от L_1 до перигея.

На рисунке 19 показана скорость ветра v_r , необходимая для остановки струи из точки L_1 планеты WASP-12b на различном расстоянии. Расстояния даны в проекции на лимб звезды, т.е. это расстояние, наблюдаемое во время транзита планеты. Как видно из рис. 19, при солнечных параметрах ветра точка коллинеарности должна находиться на расстоянии $\approx 5 R_{\text{pl}}$, что замечательно согласуется с наблюдениями [16]. Для экзопланеты HD 209458b данная точка достигается на расстоянии $\sim 7 R_{\text{pl}}$ от точки L_1 , что соответствует положению отошедшей ударной волны, вызывающей раннее затмение в УФ части спектра, на расстоянии $\sim 4,8 R_{\text{pl}}$ перед планетой в проекции на лимб звезды.

В случае, если в точке коллинеарности выполняется условие (13) (с параметрами ветра и струи), струя останавливается и течение будет стационарным. Если сумма газового и динамического давления ветра в этой точке будет меньше суммы аналогичных величин для струи, движение струи продолжится и остановки уже не произойдёт, поскольку на участке от L_1 до перигея не может быть второй точки коллинеарности, а после прохождения перигея вещество станет частью оболочки звезды, и большая его часть уже не вернётся на планету. В случае, если полное давление ветра окажется в этой точке больше, чем аналогичное давление струи, струя может отклониться, и точка лобового столкновения переместится туда, где условие (13) выполняется.

Определим критерий, при котором струя вещества не может быть остановлена динамическим давлением ветра, и атмосфера является полностью открытой, т.е. планета эффективно теряет свою атмосферу за короткое время. Для этого нужно вычислить критическую величину плотности $\rho_0^*(T_{\text{atm}})$, отделяющую решения с квазизамкнутой атмосферой ($\rho_0 < \rho_0^*$), где истечения есть, но они останавливаются звёздным ветром, приводя к формированию протяжённой несферической оболочки, от решений с незамкнутой (открытой) атмосферой, где $\rho_0 > \rho_0^*$. При расчёте необходимо учесть несколько важных физических эффектов. Поскольку струя ускоряется

Таблица 1. Параметры атмосферы, использованные при моделировании: температура и концентрация вещества на фотометрическом радиусе

Номер модели	T , К	$n, 10^{10} \text{ см}^{-3}$
1	6000	2
2	7000	5
3	7500	10
4	8000	20

при движении в поле тяжести звезды, плотность в ней должна падать по мере продвижения к звезде. Используя известный закон ускорения струи [98] и уравнение Бернулли, можно определить коэффициент падения плотности вещества струи по мере её распространения. Так как в данном приближении радиальная скорость ветра постоянна, то для сохранения постоянства потока его плотность должна падать пропорционально квадрату расстояния до звезды:

$$\rho_w = \rho_{w0} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2, \quad (23)$$

где ρ_{w0} — плотность ветра на расстоянии, равном r_0 . Предполагая, что плотность струи в точке L_1 равна плотности равновесной атмосферы, можно рассчитать плотность на фотометрическом радиусе ρ_0 , зная плотность в точке остановки струи. Значения критической плотности зависят от принятой температуры атмосферы (см. (14)), поэтому итоговое значение критической величины плотности надо искать в виде $\rho_0^*(T_{\text{atm}})$.

На рисунке 17 критическое значение плотности, дающее условие квазизамкнутости атмосферы для экзопланеты HD 209458b, ограничено штриховой линией. Все точки, лежащие в заштрихованной области между двумя кривыми, соответствуют решениям с квазизамкнутой атмосферой. Можно отметить, что практически все параметры атмосферы, полученные для экзопланеты HD 209458b, включая диапазон из работы [97], лежат в области либо замкнутых, либо квазизамкнутых атмосфер.

В работе [29] было проведено трёхмерное численное моделирование газодинамики для различных параметров ρ_0 и T на поверхности планеты HD 209458b, а в работе [99] были сделаны оценки темпа потери массы для полученных решений. Использованные параметры показаны заштрихованными ромбами на рис. 17, а также приведены в табл. 1. Результаты численного моделирования для четырёх принятых наборов параметров представлены на рис. 20–23.

Видно, что получившиеся газодинамические картины очень сильно отличаются друг от друга. В модели 1 (рис. 20) получена замкнутая атмосфера, обтекаемая потоком звёздного ветра. При этом образуется симметричная отошедшая ударная волна, которая вблизи ТЛС имеет почти сферическую форму, а вдали от этой точки стремится к конусу Маха. Контактный разрыв, ограничивающий размер атмосферы, полностью находится в полости Роша планеты. В целом атмосфера планеты слабо отклоняется от сферической формы.

На рисунке 20б показаны изоповерхности температур, соответствующие ударной волне и контактному разрыву для расчёта 1. Как видно из данного рисунка, ударная волна имеет симметричную (относительно вектора скорости набегающего потока) форму, сферическую

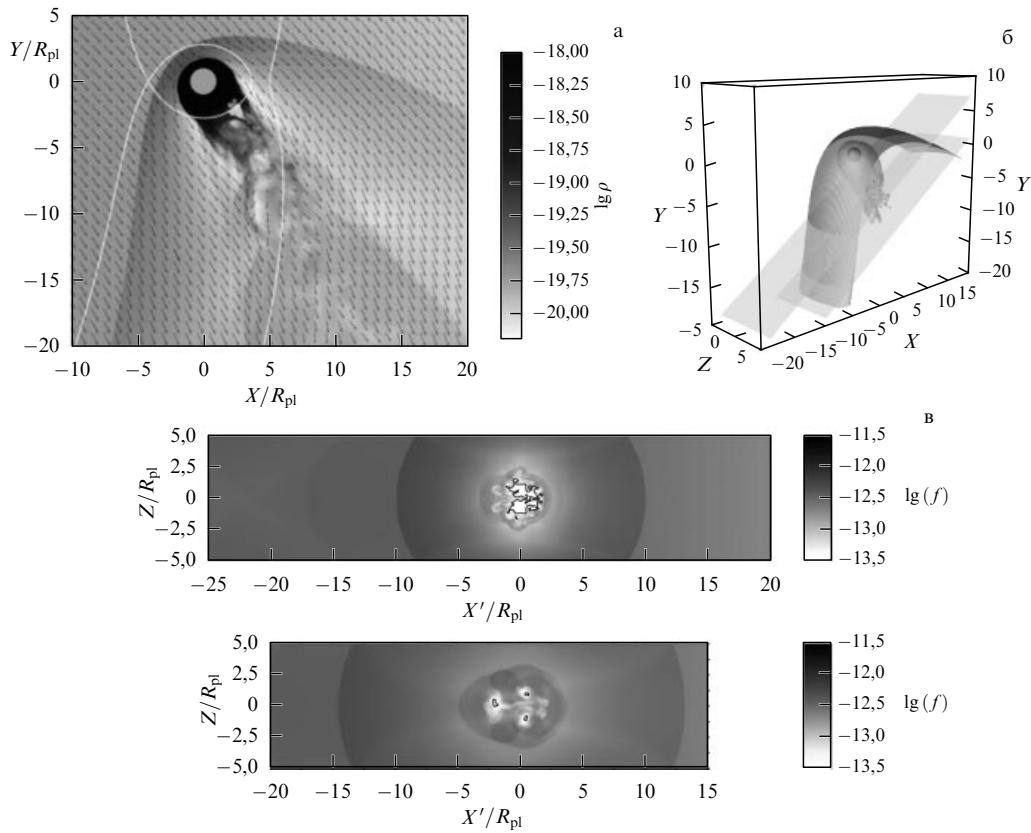


Рис. 20. Результаты моделирования для расчёта 1. (а) Логарифмическое распределение плотности и вектора скорости в экваториальной плоскости системы. Центр масс планеты имеет координаты $(0,0)$; размеры указаны в единицах R_{pl} . Белыми линиями показаны эквипотенциали Роша. (б) Трёхмерная структура течения для расчёта 1. Показаны изоповерхности температуры, соответствующие ударной волне и контактному разрыву, а также плоскости, для которых показаны интенсивности потоков вещества. (в) Интенсивности потоков вещества через плоскости, показанные на рис. б, в логарифмической шкале; те области, где значение интенсивности потока отрицательное (т.е. вещество движется к планете) или меньше чем $3 \times 10^{-14} \text{ г} (\text{cm}^2 \text{ с})^{-1}$, обведены чёрным контуром и показаны белым цветом соответственно.

около ТЛС и расходящуюся в виде конуса Маха при удалении от планеты. Поверхность контактного разрыва с наветренной стороны планеты имеет близкую к сферической форму.

На рисунке 20в в логарифмической шкале показаны интенсивности потоков массы через плоскости, изображённые на рис. 20б. Первая плоскость удалена от планеты на расстояние $r_1 = 5 R_{pl}$, вторая — на расстояние $r_2 = 10 R_{pl}$. С помощью градиентной заливки показаны интенсивности потоков, направленных от планеты и превышающие значение $f \geq 3 \times 10^{-14} \text{ г} (\text{cm}^2 \text{ с})^{-1}$ ($f \geq 0,2 f_w$, где $f_w = \rho_w v_w = 1,6 \times 10^{-13} \text{ г} (\text{cm}^2 \text{ с})^{-1}$ — интенсивность невозмущённого потока массы звёздного ветра на удалении от звезды на расстояние большой полуоси орбиты; в пределах счётной области этот параметр меняется незначительно). Области решения, где значение интенсивности потока отрицательное или меньше, чем приведённое значение, обведены чёрным контуром и закрашены белым цветом соответственно. Как видно из данного рисунка, планета не имеет выраженных истечений из окрестностей точек Лагранжа, а в разреженном следе за планетой виден завихрённый поток вещества, интегрально не превышающий поток массы звёздного ветра. Таким образом, незначительная потеря массы атмосферой проходит по следующему сценарию: часть газа покидает атмосферу в направлении подветренной разреженной области за планетой и далее медленно сносится ветром от планеты. Отметим, что для

данного случая все потоки вещества из атмосферы планеты меньше, чем поток ветра, и поэтому мы можем дать только верхнюю оценку темпа потери масс. Для данной модели полностью замкнутой газовой оболочки суммарный отток вещества составляет $\dot{M} < 1 \times 10^9 \text{ г с}^{-1}$.

В модели 2 (рис. 21) форма атмосферы существенно отличается от сферической. Видно, что ТЛС смешена дальше от планеты по сравнению с моделью 1, но всё ещё находится в пределах полости Роша. На рисунке 21а отчётливо видны два выступа, направленные в сторону точек L_1 и L_2 , что, в частности, приводит к заметному изменению формы ударной волны и контактного разрыва. Видно, что ширина следа намного больше, чем в модели 1. Интересно отметить, что в рассматриваемом случае нет потока вещества в сторону звезды от точки L_1 , однако наблюдается небольшой отток атмосферы через окрестность точки L_2 . Таким образом, рассчитанная оболочка является частично открытой, несмотря на то что, согласно аналитическим оценкам, при данных параметрах атмосфера должна быть замкнутой (см. рис. 17). Это обстоятельство позволяет оценить точность приведённых аналитических значений в несколько процентов, что вполне объяснимо, так как в них не учитывались газодинамические эффекты.

На рисунке 21б показана трёхмерная структура течения для расчёта 2. Ударная волна, так же как и в модели 1, имеет симметричную правильную форму, но отходит дальше от планеты. При этом наиболее высту-

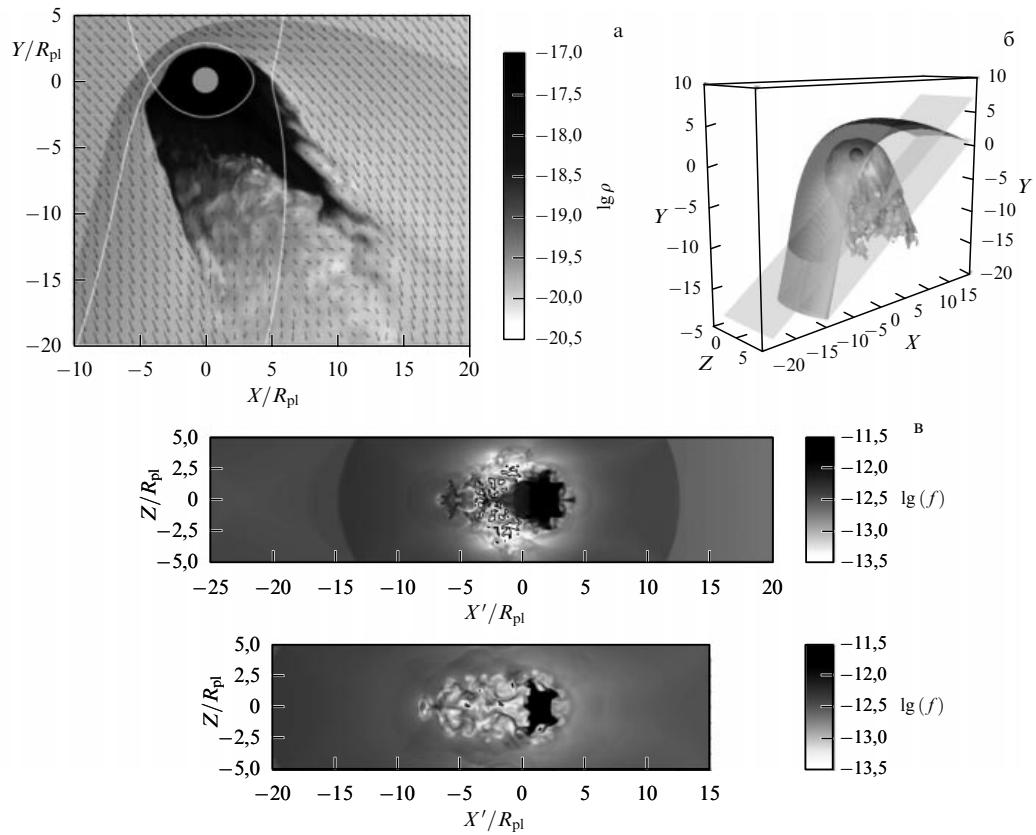


Рис. 21. Результаты моделирования для расчёта 2. Обозначения аналогичны таковым на рис. 20.

пающая часть ударной волны находится за пределами полости Роша планеты. На рисунке 21в показаны интенсивности потоков массы через плоскости, изображённые на рис. 21б (все обозначения и параметры такие же, как для рис. 20). Как видно из данного рисунка, в этой модели имеется поток вещества из точки Лагранжа L_2 , а также разреженный завихренный след. При этом площадь потока уменьшается при удалении от планеты, а его средняя плотность растёт. Внешняя граница струи имеет сложную форму, возникшую, по-видимому, в результате развития неустойчивости контактного разрыва. Для данной модели оценка темпа потери масс замкнутой (поток из L_2 частично открыт) газовой оболочки составляет $\dot{M} \simeq 1 \times 10^9 \text{ г с}^{-1}$.

На рисунках 22, 23 представлены результаты соответственно для моделей 3 и 4. Видно, что характер течения вещества в системе качественно изменился. Сформировались две мощные струи из окрестностей точек L_1 и L_2 . В отличие от решений, типичных для истечений в тесных двойных звёздах [100], области, в которых формируются потоки вещества, имеют существенные размеры. Поток из точки L_1 начинается из достаточно большой области между точкой Лагранжа и верхним краем полости Роша. Примерно такие же размеры имеет и основание струи из точки L_2 . Однако дальше по течению форма двух струй заметно отличается. В то время как струя из точки L_1 постепенно сужается, поток из L_2 , напротив, заметно расширяется. По изолиниям плотности заметно, что плотность в струе из L_1 намного выше, чем плотность в струе из L_2 на том же расстоянии от планеты. Интересно

отметить, что поток из точки L_2 разделяет в продольном направлении ещё одна ударная волна. Вероятно, она возникла вследствие распада разрыва на границе струи и атмосферы.

На рисунках 22б и 23б изображены основные элементы течения для данных двух расчётов. Видно, что отошедшая ударная волна состоит из комплекса двух ударных волн, одна из которых формируется вокруг атмосферы, а другая — вокруг струи из точки L_1 . Можно заметить, что в месте их пересечения образуется ещё одна ударная волна, протянувшаяся от точки соединения струи и атмосферы до излома ударной волны в месте соединения двух её ветвей. ТЛС находится на острие струи из точки L_2 . Отошедшая ударная волна, расположенная перед атмосферой, занимает гораздо большую долю счётной области по сравнению с предыдущими моделями. В ТЛС она доходит до границы полости Роша. За планетой образуется широкий след. Так как он появляется не только за планетой, но и за обоими потоками, его ширина намного превышает ширину следа в предыдущих моделях.

На рисунке 22в показаны интенсивности потоков массы через плоскости, изображённые на рис. 22б. Поскольку истечение из точки L_1 полностью останавливается звёздным ветром, вещество, выбрасываемое через окрестность точки L_1 , в основном возвращается обратно в атмосферу. Соответственно, основная потеря массы атмосферой происходит через окрестность точки L_2 . Отметим, что вблизи планеты характерный размер струи из L_2 по координате Z превышает размер по координате X' ,

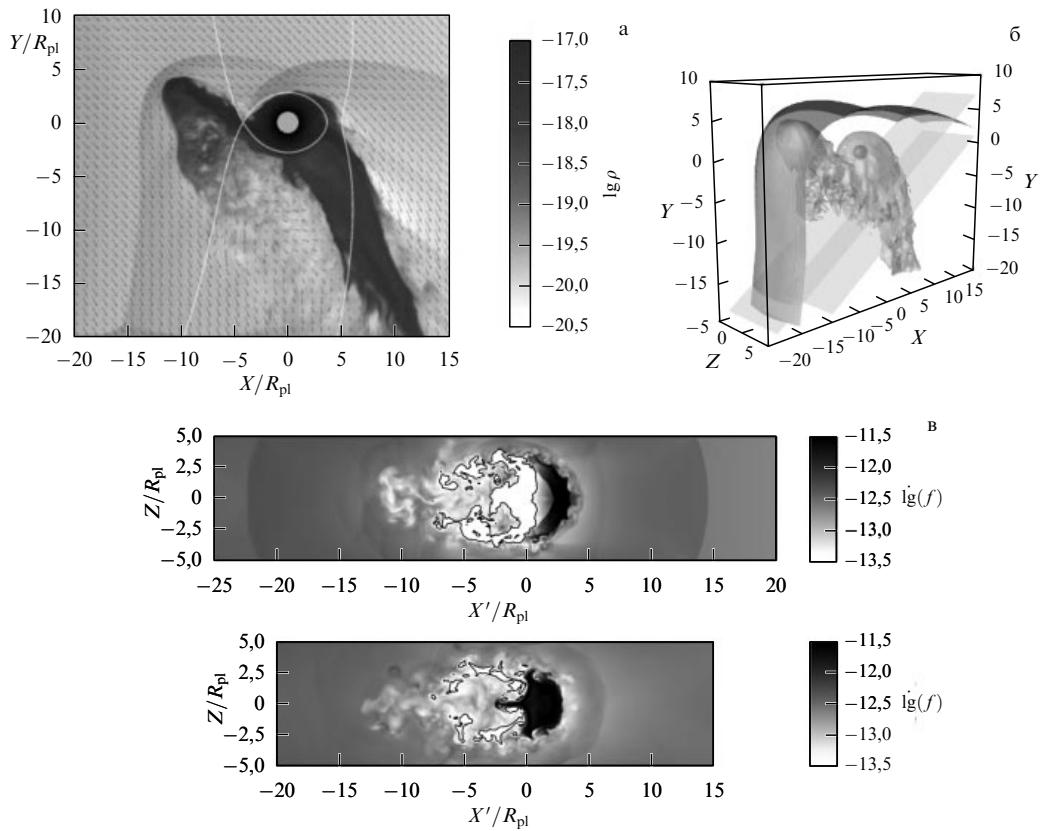


Рис. 22. Результаты моделирования для расчёта 3. Обозначения аналогичны таковым на рис. 20.

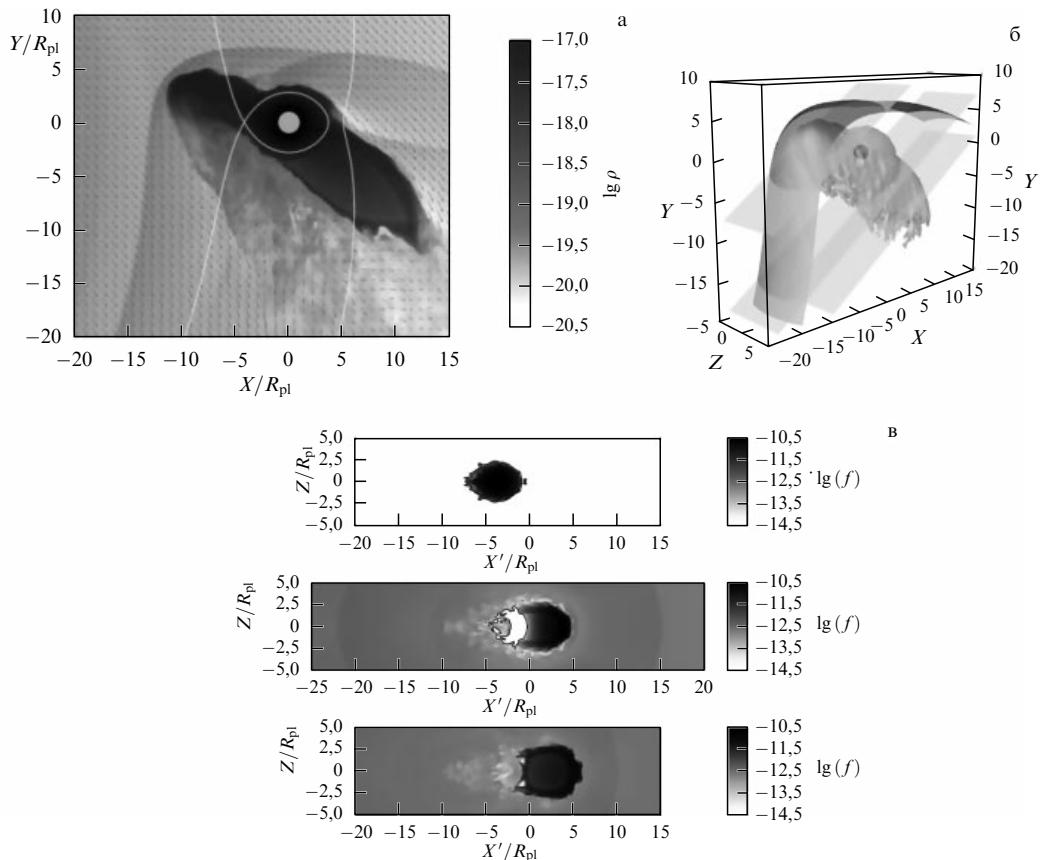


Рис. 23. Результаты моделирования для расчёта 4. Обозначения аналогичны таковым на рис. 20.

и имеется область обратного потока (верхняя диаграмма на рис. 22в, соответствующая удалению от планеты на $5 R_{\text{pl}}$). Наличие противоположно направленного потока вещества свидетельствует о сложной картине течения в указанной области. Вещество, покидающее атмосферу через окрестность точки L_2 , начинает свободно расширяться, при этом, поскольку непосредственно за планетой находится зона разрежения, градиент газового давления создаёт силу, смещающую часть потока назад, в сторону планеты. Сила Кориолиса приводит к закручиванию части вещества и образованию стационарного вихря, находящегося непосредственно за атмосферой, вблизи точки L_2 . Вещество в вихре имеет плотность, на несколько порядков меньшую, чем плотность в атмосфере, однако форма потенциала Роша в данной области позволяет вихрю оставаться в равновесии по давлению как с атмосферой, так и со струёй из L_2 . Вихрь имеет сравнительно небольшие размеры (порядка нескольких R_{pl}), соответственно, при удалении от планеты обратный поток исчезает, как это видно из нижней диаграммы на рис. 22в. Плотность потока из L_2 приблизительно равна $f \simeq 10^{-11} \text{ г (см}^2 \text{ с)}^{-1}$ ($f \simeq 10^2 f_w$), что совпадает с предыдущим случаем, но здесь поперечная площадь струи в несколько раз больше. Аналогично расчёту 2, на внешней границе истечения развиваются неустойчивости, хотя в данном случае их влияние существенно меньше. Вероятно, это связано с большим перепадом плотности между струёй и ветром. Для данного расчёта оценка темпа потери массы составляет $\dot{M} \simeq 3 \times 10^9 \text{ г с}^{-1}$.

На рисунке 23в показаны интенсивности потоков массы через плоскости, изображённые на рис. 23б. Как видно на средней диаграмме рис. 23в, рядом с планетой при истечении из L_2 также образуется зона, в которой поток отрицателен (движется в сторону планеты), что вызвано, по-видимому, теми же причинами, что и в расчёте 3. Имеется постоянный поток вещества из точек Лагранжа L_1 и L_2 . При этом площадь струй из L_1 и L_2 приблизительно одинакова и составляет $\simeq 20 R_{\text{pl}}^2$, а средняя плотность потока в них $f \simeq 10^{-11} \text{ г (см}^2 \text{ с)}^{-1}$ ($f \simeq 10^2 f_w$). Поток массы из L_1 составляет $\dot{M}_{L_1} \simeq \simeq 17 \times 10^9 \text{ г с}^{-1}$, поток массы из L_2 составляет $\dot{M}_{L_2} \simeq \simeq 14 \times 10^9 \text{ г с}^{-1}$, суммарный темп потери массы атмосферы для данного случая составляет $\dot{M} \simeq 3 \times 10^{10} \text{ г с}^{-1}$.

Несмотря на схожую картину течения в расчётах 3 и 4, они принципиально отличаются друг от друга. Дело в том, что решение в модели 3 является квазизамкнутым, т.е. струи из точек Лагранжа останавливаются под действием звёздного ветра, и в системе формируется замкнутая оболочка с небольшим оттоком вещества вдоль разрыва. А в модели 4 струя из точки L_1 не останавливается и продолжает уходить по направлению к звезде, причём всё запасённое в ней вещество покидает оболочку, приводя к интенсивной потере массы.

3.3. Влияние излучения звезды на течение в оболочке

Рассмотренные выше газодинамические модели не учитывали влияние давления излучения звезды. Такой подход можно обосновать, приняв во внимание высокую степень ионизации газа в оболочке, препятствующую поглощению излучения. Однако если оценить $\beta = f_{\text{rad}}/f_{\text{grav}}$ — отношение силы давления излучения к силе гравитации для невозбуждённого атома водорода в оболочке (см., например, [101]), то можно показать, что эта величина близка к единице. Это значит, что давление

излучения в Ly- α может оказывать заметное влияние на газодинамику оболочек ГЮ, по аналогии с межзвёздной средой в гелиосфере [102]. Для оценки влияния давления излучения на динамику оболочек ГЮ следует оценить условия, при которых оно будет сильным: степень ионизации, интенсивность излучения в Ly- α , а также коэффициенты поглощения в оболочке.

В работе [103] нами было проведено трёхмерное численное моделирование течения в протяжённой оболочке HD 209458b, при этом учитывались нестационарная ионизация водорода в оболочке и давление за счёт поглощения излучения звезды в линии Ly- α . В диапазоне температур $3,5 < \log T < 4,0$ и концентраций $7 < \log n < 8$ Ly- α вносит основной вклад в поглощение за счёт перехода нейтральных атомов водорода с уровня 1 на уровень 2. Вклад Ly- β существенно ниже, так как интенсивность в этой линии (для центра линии) примерно в 100 раз меньше, чем в линии Ly- α [104]. Поскольку сила осциллятора уменьшается с увеличением верхнего уровня для перехода $1 \rightarrow n$, учёт других линий серии Лаймана существенно не изменяет величину давления излучения.

Оценить вклад линий серии Бальмера можно, вычислив населённость второго уровня водорода. В соответствии с распределением Больцмана имеем

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{\chi_2 - \chi_1}{kT}\right), \quad (24)$$

где n_1 и n_2 — заселённости первого и второго уровней, g_1 и g_2 — соответствующие статистические веса, а разность энергий $(\chi_2 - \chi_1)$ между первым и вторым уровнями водорода составляет 10,2 эВ. Для диапазона температур оболочек ГЮ $kT < 0,9$ эВ, поэтому $n_2/n_1 < 10^{-4}$. Соотношение потоков в линиях H_α и Ly- α Солнца составляет $F_{v, H_\alpha, \text{cntr}}/F_{v, \text{Ly-}\alpha, \text{cntr}} \sim 10^2$. Учитывая, что сила осциллятора равна 0,6 для H_α и 0,416 для Ly- α [105], можно сделать вывод, что вклад в радиативное давление для линии H_α не будет превышать 10^{-2} от давления Ly- α для оптически тонкого газа. Другие линии серии Бальмера имеют ещё меньшие силы осциллятора, поэтому их можно не учитывать.

Прочие источники также дают пренебрежимо малый вклад в давление излучения. Так, интенсивность ионизующего излучения водорода ($\lambda < 913 \text{ \AA}$, связанный-свободный переход) меньше интенсивности линии Лайман-альфа, свободно-свободное поглощение не оказывает никакого влияния при таких низких температурах. Эффект томпсоновского рассеяния на электронах и поглощение на отрицательных ионах водорода H^- пренебрежимо малы, так как оболочка имеет очень малую оптическую глубину (см. раздел 3.3.5).

Кроме того, при рассмотрении давления излучения в оболочке можно пренебречь процессами переизлучения. Действительно, после поглощения фотона атом водорода будет находиться в возбуждённом состоянии на уровне k характерное время $\tau_k = 1/(\sum A_{ki})$, где A_{ki} — коэффициент спонтанного излучения Эйнштейна для перехода из k в i энергетическое состояние, и сумма берётся по всем уровням энергии i , которые находятся ниже возбуждённого состояния k . Для переходов в атоме водорода $A_{ki} \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$, и соответствующее время жизни возбуждённого состояния составляет $\tau \sim 10^{-7} \text{ с}$. Характерное время между столкновениями атомов водорода в

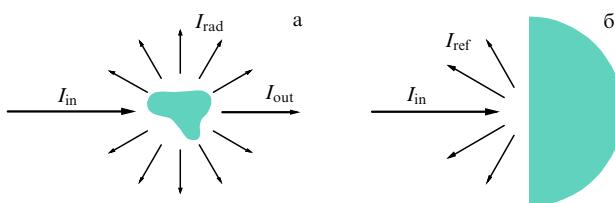


Рис. 24. (В цвете онлайн.) Рассеяние излучения в веществе: (а) прозрачная среда, размеры которой сравнимы с длиной поглощения для этого излучения; (б) непрозрачная среда — полусфера, заполненная поглощающим газом.

оболочке составляет $\tau_{\text{gas}} \sim 10^1 - 10^2$ с, и поэтому столкновительная дезактивация пренебрежимо мала. После переизлучения направление фотона является произвольным с центральносимметричным распределением (например, распределение угла рассеяния для перехода Лайман-альфа имеет вид

$$\phi(\omega) = \frac{11/12 + (1/4) \cos^2 \omega}{4\pi},$$

где ω — угол между начальным и новым направлениями распространения атомов [106]), и этот процесс не вносит вклад в передачу импульса. Данное утверждение остаётся верным, даже если фотон повторно излучается на частоте, отличной от той, которую имел поглощённый фотон.

Рассмотрим две ситуации рассеяния излучения в среде: прозрачная среда, размеры которой сравнимы с длиной поглощения для этого излучения (рис. 24а), и непрозрачная среда — полусфера, заполненная поглощающим газом (рис. 24б). В первом случае после прохождения через вещество часть излучения останется непоглощённой, часть будет поглощена из-за столкновительных дезактиваций возбуждённых атомов и т.п., а также часть излучения будет переизлучена. При этом переизлучённые фотоны будут иметь центросимметричное распределение в пространстве вокруг области с веществом (так как каждый падающий фотон может поглощаться и переизлучаться в среднем только один раз, если размер области сравним с длиной поглощения). Очевидно, что вещество получит ненулевой импульс только от полностью поглощённого излучения.

Во втором случае, с оптически толстой средой, переизлучение фотона будет происходить до тех пор, пока фотон не покинет оболочку в направлении, противоположном падению, или его энергия не перейдёт в тепловую. То есть область газа, которая имеет размеры, намного превышающие длину поглощения, работает как "зеркало", и часть падающего излучения возвращается из газа — "отражается", и, так как мы полагаем, что состояние газа не изменяется, максимальный поглощённый импульс может быть в два раза больше, чем импульс падающего излучения. Соответственно, пренебрегая переизлучением, можно недооценить давление излучения приблизительно в два раза для оптически толстых областей.

В работе [103] использовалась физическая модель радиативного давления, аналогичная описанной в работе [101], учитывающая доплеровский сдвиг и самопоглощение. Учёт процесса самопоглощения очень важен, так как оболочка непрозрачна в линии Лайман-альфа.

Для учёта давления излучения в уравнение движения был добавлен член, ответственный за радиативное давление, \mathbf{f}_{rad} :

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \Phi - 2[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}] + \mathbf{f}_{\text{rad}}, \quad (25)$$

где ρ — плотность газа, \mathbf{v} — скорость, p — давление, $\boldsymbol{\Omega}$ — угловая скорость вращения системы координат, а Φ — потенциал Рюса.

Параметры системы, а также начальные и граничные условия были заданы в соответствии с решением для квазизамкнутой оболочки для планеты HD 209458b [29]. Для решения системы газодинамических уравнений использовалась схема Роя [107] с TVD-поправками и энтропийной поправкой, основанной на схеме LLF (схема Лакса — Фридрихса). Полученная схема обладает низкой численной вязкостью в областях гладкого решения, но при этом не размывает ударные волны [108].

3.3.1. Фотоионизация. Давление излучения в линии Лайман-альфа действует только на неионизированный водород. Для расчёта ионизации вещества необходимо вычислить концентрацию нейтрального водорода в оболочке, n_{HI} , в каждый момент времени, решая одновременно с газодинамическими уравнениями уравнение переноса для n_{HI} :

$$\frac{\partial n_{\text{HI}}}{\partial t} + \nabla(n_{\text{HI}} \mathbf{u}) = \mathcal{R} - \mathcal{C} - \mathcal{I}, \quad (26)$$

где \mathcal{R} , \mathcal{C} , \mathcal{I} — темпы рекомбинации, столкновительной ионизации и фотоионизации соответственно. Начальное распределение неионизованного водорода, n_{HI} , определяется из уравнения Саха.

Темп рекомбинации ионизованного атомарного водорода из-за столкновения с электронами рассчитывается в соответствии с выражением:

$$\mathcal{R} = \alpha_B(T) n_e n_{\text{HI}} = \alpha_B(T) (n - n_{\text{HI}})^2, \quad (27)$$

где $\alpha_B(T) = 2,55 \times 10^{-13} (T/10^4 \text{ K})^{-0,79} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ — коэффициент рекомбинации для столкновений ионизованного водорода с электронами. Оболочка является оптически толстой для излучения, испускаемого при рекомбинации на первый уровень, поэтому испускаемый фотон ионизует другой нейтральный атом водорода в оболочке, и процесс рекомбинации на первый уровень не изменяет состояния ионизации газа в среднем. В такой ситуации используется коэффициент рекомбинации для "B-случая" (см., например, [109]).

Столкновительная ионизация, обусловленная неупругими столкновениями нейтральных атомов и электронов, не вносит заметного вклада в большей части оболочки, так как её температура ($\sim 10^4 \text{ K}$) намного меньше энергии ионизации атома (13,6 эВ соответствует $\sim 10^5 \text{ K}$). Тем не менее в области за планетой (в области тени) эффективность фотоионизации равна нулю, и тогда темп ионизации определяется именно столкновениями, поэтому их необходимо учитывать. Темп столкновительной ионизации можно рассчитать в соответствии со следующим выражением:

$$\mathcal{C} = c(T) n_{\text{HI}} n_e = c(T) (n - n_{\text{HI}}) n_{\text{HI}}, \quad (28)$$

где коэффициент столкновительной ионизации был взят из работы [110]:

$$c(T) = \exp \left[-96,1443 + \right. \\ \left. + 37,9523 \ln T - \right. \\ \left. - 7,96885 (\ln T)^2 + \right. \\ \left. + 8,83922 \times 10^{-1} (\ln T)^3 - \right. \\ \left. - 5,34513 \times 10^{-2} (\ln T)^4 + \right. \\ \left. + 1,66344 \times 10^{-3} (\ln T)^5 - \right. \\ \left. - 2,08888 \times 10^{-5} (\ln T)^6 - \right. \\ \left. - \frac{157800}{T} \right] \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (29)$$

В сером приближении, когда мы предполагаем, что весь поток ионизующего излучения сосредоточен на предельной частоте серии Лаймана, последний член в уравнении (26), темп фотоионизации, можно записать в виде:

$$\mathcal{I} = \frac{F_{\text{UV}}}{h\nu_0} \exp(-\tau) \sigma_{\text{UV}} n_{\text{HI}}, \quad (30)$$

где h — постоянная Планка, $\sigma_{\text{UV}} = 6,3 \times 10^{-18}$ см² — сечение фотоионизации на предельной частоте серии Лаймана ν_0 (см., например, [111]), $F_{\text{UV}} = F_0(a_{\text{pl}}^2/l^2)$ — поток ионизующего излучения на расстоянии l от центра звезды, $F_0 = 884$ эрг с⁻¹ см⁻² — поток излучения на орбитальном расстоянии планеты a_{pl} [112, 113], а τ — оптическая глубина. Значение оптической глубины рассчитывается аналогично поглощению линии Лайман-альфа (см. раздел 3.3.2).

Таким образом, за исключением области за планетой, ионизация определяется балансом фотоионизации и столкновительной рекомбинации. Характерное время релаксации значений ионизации составляет приблизительно несколько часов, что на порядок меньше, чем время, необходимое для формирования оболочки из начальных условий, поэтому выбор начальных условий для степени ионизации не влияет на конечные результаты.

3.3.2. Радиативное давление. Для учёта поглощения излучения в оболочке горячего юпитера необходимо решить уравнение переноса излучения:

$$\frac{dI_v(\mathbf{n}, l)}{dl} = -\alpha_v(l) [I_v(\mathbf{n}, l) - S_v(l)], \quad (31)$$

где интенсивность $I_v(\mathbf{n}, l)$ представляет собой поток энергии на расстоянии l в направлении \mathbf{n} на частоте v , $\alpha_v(l)$ — коэффициент поглощения, а $S_v(l)$ — функция источника. Если не рассматривать переизлучение, уравнение (31) можно записать в виде:

$$\frac{dI_v(\mathbf{n}, l)}{dl} = -\alpha_v(l) I_v(\mathbf{n}, l). \quad (32)$$

Для расчёта поля излучения в работе [103] использовалась трассировка лучей. Чтобы вычислить интенсивность излучения в каждой вычислительной ячейке, интегрировалось уравнение (32) вдоль луча от поверхности звезды до центра ячейки с известными коэффициентами

непрозрачности для ячеек, лежащих на пути. Затем вычисляются поглощённая в ячейке энергия и сила давления излучения, действующая на эту ячейку. Отношение между входящей $I_{v,\text{in}}^i$ и исходящей $I_{v,\text{out}}^i$ интенсивностями для вычислительной ячейки i с постоянной в её объёме непрозрачностью $\alpha_v^i(\rho^i, T^i)$ определяется как

$$I_{v,\text{out}}^i = I_{v,\text{in}}^i \exp(-\alpha_v^i \Delta l^i), \quad (33)$$

где Δl^i — длина пути луча внутри ячейки i . Интенсивность излучения, достигающего ячейки n , равна

$$I_{v,\text{in}}^n = I_{v,\text{in}}^0 \left[\prod_{i=0}^{n-1} \exp(-\alpha_v^i \Delta l^i) \right] = I_{v,\text{in}}^0 \exp \left(-\sum_{i=0}^{n-1} \alpha_v^i \Delta l^i \right), \quad (34)$$

где произведение и сумма берутся по всем ячейкам вдоль луча между звездой и вычислительной ячейкой n , а $I_{v,\text{in}}^0$ — входящая интенсивность,

$$I_{v,\text{in}}^0 = \frac{R_{\text{star}}^2}{l_0^2} I_{v,\text{star}}, \quad (35)$$

где R_{star} — радиус звезды, l_0 — расстояние от центра звезды до граничной ячейки оболочки вдоль луча, а $I_{v,\text{star}}$ — поток энергии, излучаемый с поверхности звезды. Интенсивность излучения, поглощаемая в ячейке n , равна

$$I_{v,\text{abs}}^n = I_{v,\text{in}}^n \int_{S_{\text{cell}}^n} [1 - \exp(-\alpha_v^n \Delta l^n)] dS \approx \\ \approx I_{v,\text{in}}^n \int_{S_{\text{cell}}^n} \alpha_v^n \Delta l^n dS = I_{v,\text{in}}^n \alpha_v^n V_{\text{cell}}^n, \quad (36)$$

где интеграл берётся по поверхности ячейки n , S_{cell}^n , как она видна из центра звезды, Δl^n — длина пути луча в ячейке, V_{cell}^n — объём ячейки n . Наконец, сила давления излучения, действующая на газ в вычислительной ячейке n , равна

$$f_{v,\text{rad}}^n = \frac{I_{v,\text{abs}}^n}{c} = \frac{1}{c} \frac{R_{\text{star}}^2}{l_0^2} I_{v,\text{star}} \times \\ \times \exp \left(-\sum_{i=0}^{n-1} \alpha_v^i \Delta l^i \right) \int_{S_{\text{cell}}^n} [1 - \exp(-\alpha_v^n \Delta l^n)] dS, \quad (37)$$

где c — скорость света.

3.3.3. Профиль линии Ly- α звезды HD 209458. Для расчётов используется профиль линии Лайман-альфа для звезды HD 209458 из работы [101], показанный на рис. 25. Наблюдаемый профиль линии показан толстой чёрной линией, а профиль линии, скорректированный с учётом межзвёздного поглощения, — тонкой чёрной линией. Чтобы вычислить поток излучения в линии на поверхности звезды, $F_{v,\text{star}}$, необходимо умножить скорректированный профиль линии на $(d_{\text{star}}/R_{\text{star}})^2$, где d_{star} — расстояние от Земли до системы HD 209458 [114]. Давление излучения, действующее на один атом водорода, определяется формулой [115]:

$$f_{\text{atom}}(v) = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} f_{\text{osc}} F(v), \quad (38)$$

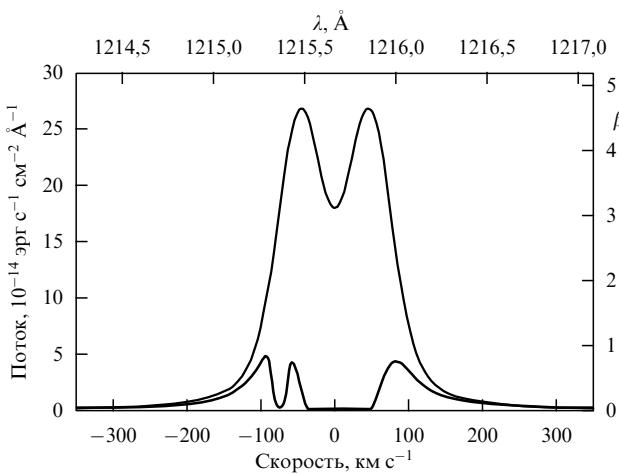


Рис. 25. Профиль линии Лайман-альфа из работы [101] для звезды HD 209458. Толстая чёрная кривая показывает профиль линии Лайман-альфа так, как он наблюдается на Земле. Тонкая чёрная кривая показывает профиль линии, скорректированный на абсорбцию межзвёздной среды. Соответствующие значения отношения $\beta = f_{\text{rad}}/f_{\text{grav}}$, показанные на правой вертикальной оси, вычисляются для одиночного неионизованного атома водорода с использованием уравнения (38).

где e — заряд электрона, m_e — масса электрона, f_{osc} — сила осциллятора для линии Лайман-альфа. Тогда коэффициент поглощения в элементе вещества определяется выражением:

$$\alpha(v) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{\text{osc}} n_{\text{HI}} \phi(v), \quad (39)$$

где $\phi(v)$ — профиль линии, нормированный как

$$\int_0^\infty \phi(v) dv = 1. \quad (40)$$

Конечный результат существенно не зависит от выбора $\phi(v)$, поскольку в основном поглощение происходит в ядре линии, где профиль линии определяется доплеровским уширением. В элементе газа с массовой скоростью u_{bulk} каждый атом имеет свою собственную скорость, u , вдоль направления распространения излучения, данное распределение предполагается максвелловским. В соответствии с этим, профиль линии был взят следующим:

$$\phi(v) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k T}} \exp \left[-\frac{m(u(v) - u_{\text{bulk}})^2}{2kT} \right], \quad (41)$$

поэтому для коэффициента поглощения можно написать:

$$\alpha(v) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{\text{osc}} n_{\text{HI}} \sqrt{\frac{m}{2\pi k T}} \exp \left[-\frac{m(u(v) - u_{\text{bulk}})^2}{2kT} \right]. \quad (42)$$

3.3.4. Результаты трёхмерного моделирования. На рисунке 26а показаны распределения плотности (слева) и доли нейтрального водорода (справа) для модели квазизамкнутой оболочки, смоделированные с учётом давления излучения. Единственное существенное отли-

чие от случая без давления излучения состоит в том, что поток газа из точки L_1 несколько короче (на $\sim 0,4 R_{\text{pl}}$), чем в случае без давления излучения.

Чтобы лучше понять влияние радиативного давления в исследуемой системе, в работе [103] были проведены дополнительные расчёты с увеличенными интенсивностями линии Лайман-альфа и ионизующего излучения в 10 и 100 раз. На рисунке 26б показано решение, когда интенсивности увеличены в 10 раз. По сравнению с исходным решением видно, что давление излучения начинает подавлять отток из окрестности точки L_1 и струя становится короче на $\sim 2 R_{\text{pl}}$, чем в случае без давления излучения, но глобальная структура течения в системе качественно не изменилась. Поскольку была увеличена не только интенсивность линии Лайман-альфа, но и интенсивность ионизующего излучения, средняя доля нейтрального водорода в оттоке из L_1 уменьшилась на порядок, с 10^{-2} до 10^{-3} . В случае 100-кратных интенсивностей (рис. 26в) давление излучения полностью подавляет отток из точки L_1 . В этом случае радиативное давление оказывает значительное влияние на решение, хотя доля нейтрального водорода составляет всего 10^{-4} в струе из L_1 .

На рисунке 26 (справа) можно видеть область низкой ионизации за планетой (относительно звезды, расположенной за границами вычислительной области слева). Ионизация в данной области определяется рекомбинацией и столкновительной ионизацией, которая менее эффективна (см. раздел 3.3.1) по сравнению с фотоионизацией. Резкая граница теневой зоны за планетой на рис. 26б, в обусловлена тем, что с увеличением интенсивности ионизующего излучения характерное время установления стационарного уровня ионизации становится значительно короче характерного газодинамического времени в данной области.

Для иллюстрации распределения радиативного давления в оболочке и его влияния на структуру течения вычислим отношение радиативной и гравитационной сил $\beta = f_{\text{rad}}/f_{\text{grav}}$, предполагая фиксированную постоянную степень ионизации. Этот расчёт позволит нам наглядно показать, что линия Ly- α полностью поглощается в оболочке, и основной результат данного раздела не зависит от точности вычисления степени ионизации в решении. Рисунок 27 показывает $\log \beta$ для разных степеней ионизации: 0 %, 90 %, 99 % и 99,9 % ($\log(n_{\text{HI}}/n) = 0, -1, -2$ и -3 соответственно). Предполагается, что звёздный ветер полностью ионизирован. Для данного рисунка мы определяем гравитационную силу как $f_{\text{grav}} = -\text{grad } \Phi$.

В случае нулевой ионизации (рис. 27а) отношение $\beta = f_{\text{rad}}/f_{\text{grav}}$ имеет порядок единицы только в тонком слое, ближайшем к звезде. Это соответствует значениям данной величины на правой оси ординат рис. 25, показывающим, что для одного нейтрального атома данное отношение составляет порядка единицы. Но в более "глубоких" слоях оставшаяся интенсивность в линии недостаточна для какого-либо заметного влияния по сравнению с гравитационной силой, потому что энергия в ядре линии уже поглощена "внешними" слоями. Кроме того, мы видим, что несколько элементов структуры течения (например, область струи из точки L_2) могут, благодаря учёту при моделировании доплеровского сдвига, поглощать энергию из крыльев линии, когда вся энергия в центре линии уже поглощена. Но в целом зна-

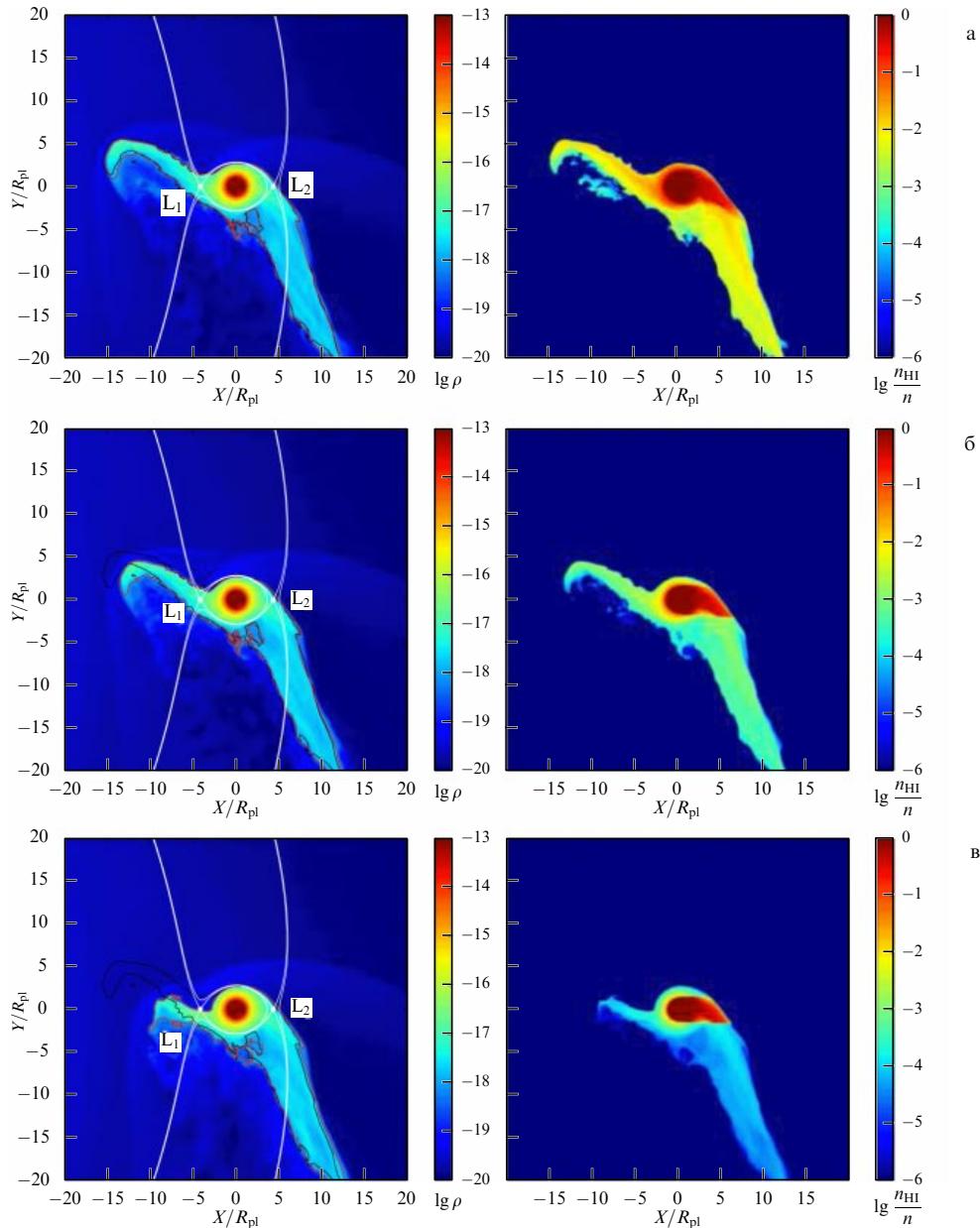


Рис. 26. (В цвете онлайн.) Логарифм плотности (слева) и доля неионизованного водорода (справа) в системе HD 209458b, смоделированной с учётом давления излучения в линии Лайман-альфа. Красная сплошная кривая представляет собой изолинию плотности ($\rho = 10^{-18} \text{ г см}^{-3}$). Она приблизительно очерчивает контактный разрыв оболочки планеты. Чёрная сплошная кривая показывает аналогичный контур для случая без учёта давления излучения. Сплошные белые кривые обозначают эквипотенциалы Роша, проходящие через точки Лагранжа L_1 и L_2 . (а) Исходные значения модели, (б, в) для увеличенных в 10 и 100 раз интенсивностей линии Лайман-альфа и ионизующего излучения соответственно.

чение β имеет порядок единицы только в очень тонком "подзвёздном" слое оболочки. Следовательно, радиативная сила не может изменить общее решение.

В случаях с ненулевой степенью ионизации ($\lg(n_{\text{HI}}/n) = -1, -2$ и -3) излучение в линии Лайман-альфа может проникать глубже и влиять на "внутренние" слои оболочки. На рисунке 28 показаны относительные силы радиативного давления и силы динамического давления ветра, действующие на элемент вещества, который заключён в телесном угле $\Delta\Omega$ с началом в центре звезды и показан белой трапецией на рис. 27. Когда доля нейтрального водорода находится в диапазоне $-4 < \lg(n_{\text{HI}}/n) < 0$, полная сила излучения, действующая на этот элемент, практически постоянна.

Это "плато" иллюстрирует, что почти вся энергия в линии поглощается, т.е. оболочка полностью непрозрачна в линии Лайман-альфа. Только когда доля нейтрального водорода меньше, чем $\lg(n_{\text{HI}}/n) \sim 10^{-5}$, зависимость силы радиативного давления от доли нейтрального водорода становится линейной. Это соответствует поглощению в прозрачном газе. Для сравнения также показаны силы гравитации и динамического давления звёздного ветра; первая сильнее, чем сила радиативного давления, на ~ 2 порядка. Из этого результата можно сделать вывод, что для HD 209458b интенсивность линии Лайман-альфа родительской звезды недостаточна, чтобы вызвать какие-либо существенные изменения в динамической структуре оболочки.

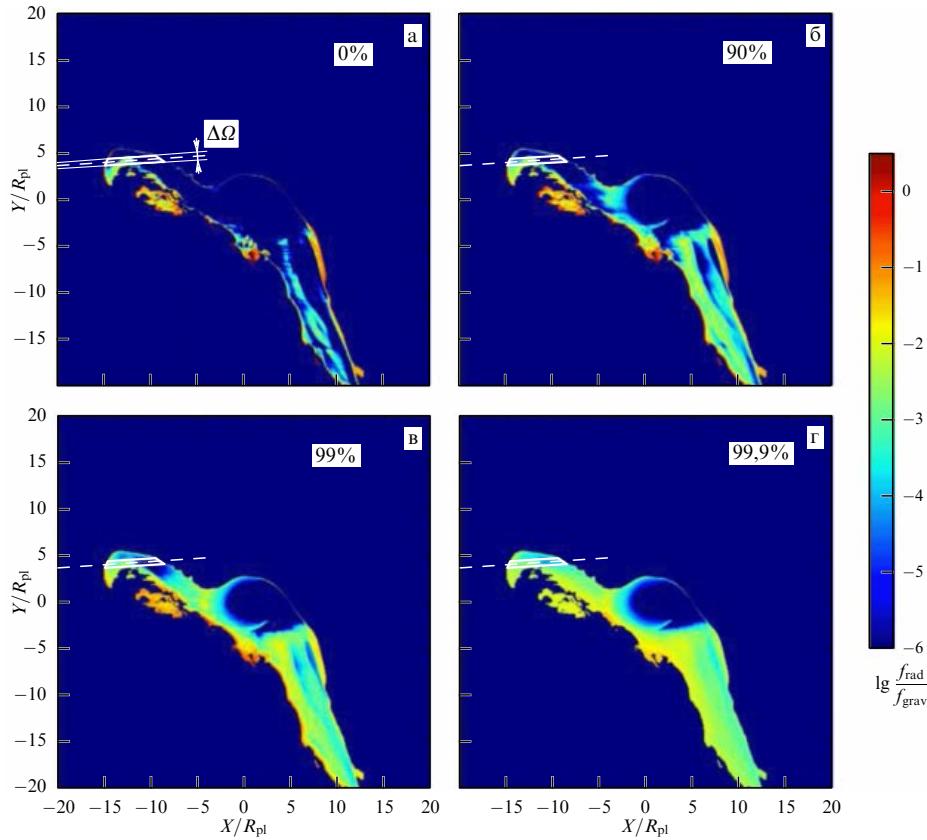


Рис. 27. (В цвете онлайн.) Отношение силы радиативного давления и силы тяжести, $\beta = f_{\text{rad}}/f_{\text{grav}}$, рассчитанное исходя из того, что степень ионизации водорода постоянна и равна: (а) 0 %, (б) 90 %, (в) 99 % и (г) 99,9 % ($\log(n_{\text{HI}}/n) = 0, -1, -2$ и -3 соответственно). Элемент струи из точки Лагранжа L_1 вдоль линии, идущей от центра звезды (штриховая белая линия), показан белой трапецией и используется для оценки влияния давления излучения на оболочку.

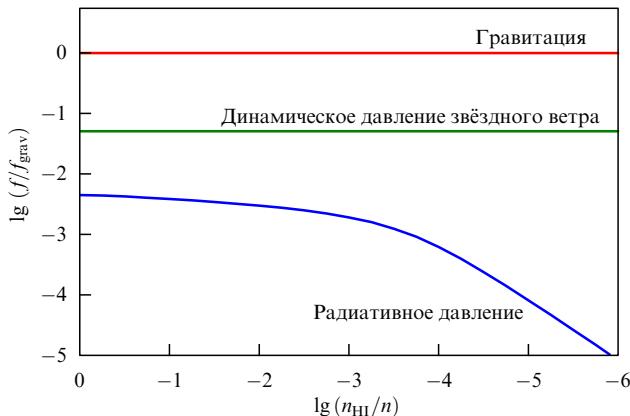


Рис. 28. (В цвете онлайн.) Зависимость относительной силы радиативного давления, действующей на элемент вещества, показанный на рис. 27 белой трапецией, от доли нейтрального водорода. Также показаны силы гравитации и динамического давления звёздного ветра, действующие на этот элемент вещества.

Считая, что всё излучение в линии Лайман-альфа полностью поглощается, можно привести простую оценку силы давления излучения. Полный поток линии Лайман-альфа HD 209458 на поверхности звезды:

$$F_{\text{Ly}-\alpha} = \int_{-(3/2)\Delta\lambda}^{+(3/2)\Delta\lambda} F_{\text{star}}(\lambda_{\text{Ly}-\alpha} + \lambda) d\lambda = 6 \times 10^5 \text{ [эрн с}^{-1} \text{ см}^{-2}\text]}, \quad (43)$$

где $\Delta\lambda$ — полуширина профиля линии Лайман-альфа. Тогда сила радиативного давления, действующая на элемент вещества (см. рис. 27), расположенный на расстоянии $\sim a_{\text{pl}}$ и заключённый в телесном угле $\Delta\Omega$ (относительно центра звезды), представляет собой

$$f_{\text{rad}} = F_{\text{Ly}-\alpha} \frac{\Delta\Omega R_{\text{star}}^2}{c}. \quad (44)$$

В то же время сила гравитации, действующая на этот элемент со стороны звезды, равна

$$f_{\text{grav}} \sim G \frac{M_{\text{star}} m_{\text{elem}}}{a_{\text{pl}}^2} = GM_{\text{star}} \frac{\rho_{\text{clmn}} \Delta\Omega a_{\text{pl}}^2}{a_{\text{pl}}^2}, \quad (45)$$

где $\rho_{\text{clmn}} = \int_{r_1}^{r_2} \rho_{\text{atm}} dl$ — колонковая плотность вещества атмосферы, r_1 и r_2 являются ближайшей и самой удалённой (от звезды) точками оболочки на луче зрения, ρ_{atm} — плотность газа атмосферы. Тогда отношение этих сил:

$$\beta = \frac{f_{\text{rad}}}{f_{\text{grav}}} \sim \frac{1}{c} \frac{F_{\text{Ly}-\alpha} R_{\text{star}}^2}{GM_{\text{star}}} \rho_{\text{clmn}}^{-1} \sim 9 \times 10^{-10} \rho_{\text{clmn}}^{-1}. \quad (46)$$

В струях из точек L_1 и L_2 (рис. 29) колонковая плотность имеет порядок $\sim 10^{-8} - 10^{-7}$ г см⁻³, поэтому β для этих областей будет порядка $\sim 0,1 - 0,01$. Эта простая оценка показывает, что влияние силы радиативного давления для водородной оболочки HD 209458b составляет всего несколько процентов относительно силы гравитации.

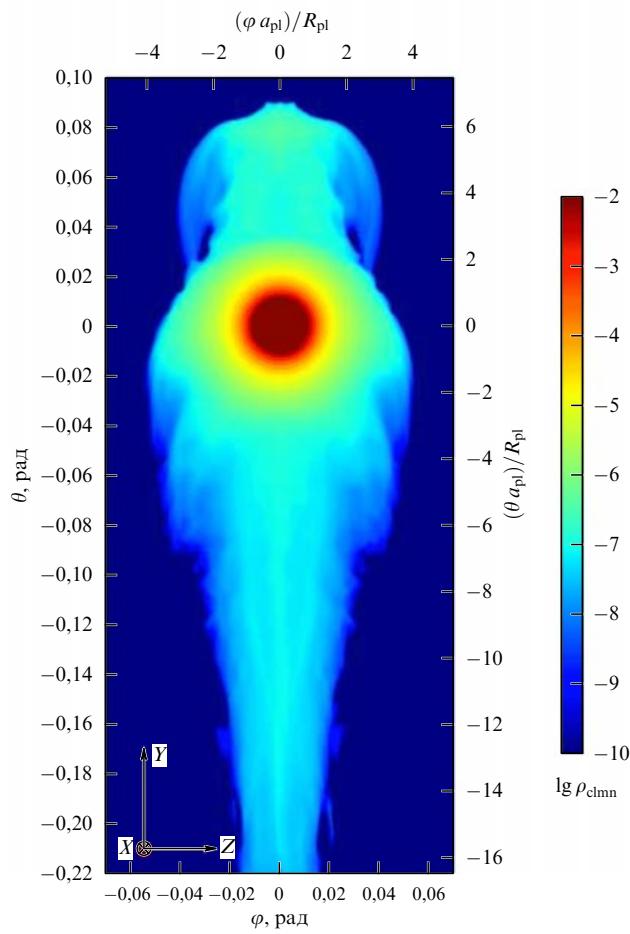


Рис. 29. (В цвете онлайн.) Колонковая плотность оболочки, ρ_{clmn} , как она видна из центра звезды. Ось абсцисс (φ -угол, эта ось поперечна плоскости орбиты) и ось ординат (θ -угол, отсчитывается вдоль орбиты) соответствуют вычислительным осям Z и Y .

3.3.5. Влияние других источников поглощения. Рассмотрим подробно влияние томсоновского рассеяния на электронах и поглощения на отрицательных ионах водорода на давление излучения для исследуемой задачи.

Площадь сечения рассеяния на электронах, не зависящая от длины волны, составляет $\sigma_T = 6,65 \times 10^{-25} \text{ см}^2$. Чтобы вычислить, какое количество энергии рассеивается в объёме элемента исследуемой оболочки с единичным сечением, показанного на рис. 27, необходимо оценить лучевую концентрацию электронов в этом объёме:

$$n_{e-\text{clmn}} \lesssim n_{\text{clmn}} = \frac{\rho_{\text{clmn}}}{m_H} \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}. \quad (47)$$

Количество энергии, которое будет рассеиваться (и, следовательно, передаст свой момент веществу атмосферы), в этом объёме:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sigma_T n_e \approx 10^{-10}. \quad (48)$$

Суммарная энергия, излучаемая единичным элементом поверхности звезды HD 209458 ($T_{\text{star}} \approx 6092 \text{ К}$ [116]) за единицу времени, составляет

$$F_{\text{star}} = \sigma T^4 = 8 \times 10^{10} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}.$$

Используя данное значение, сравним силу радиативного давления на электроны с силой давления в линии Лайман-альфа:

$$\frac{f_e}{f_{\text{Ly}-\alpha}} = \frac{F_{\text{star}} \Delta E / E}{F_{\text{Ly}-\alpha}} \approx 10^{-5}. \quad (49)$$

Таким образом, как видно из данной оценки, радиационное давление, вызванное рассеянием Томсона на электронах, пренебрежимо мало по сравнению с давлением в линии Лайман-альфа. Стоит заметить, что в действительности оболочка горячего юпитера будет иметь приблизительно солнечный химический состав со значительным количеством металлов, и при их полной ионизации количество электронов может на несколько порядков (~ 3) превышать количество атомов водорода (см. формулу (47)). Но, как мы видим, это не меняет полученный результат.

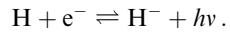
Для того чтобы оценить, какое количество энергии поглощается на отрицательных ионах водорода, необходимо вычислить их концентрацию в оболочке горячего юпитера. В случае локального термодинамического равновесия (ЛТР) концентрация ионов определялась бы уравнением Саха:

$$n_e \frac{n_{\text{HI}}}{n_{\text{H}^-}} = \frac{g_{\text{HI}}}{g_{\text{H}^-}} \frac{2(2\pi m_e k T)^{1.5}}{h^3} \exp\left(-\frac{\chi_{\text{H}^-}}{kT}\right). \quad (50)$$

Приведём расчёт концентрации отрицательного иона водорода для вещества с характерными значениями из нашего диапазона параметров: $n = 3 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$, $T = 7,5 \times 10^3 \text{ К}$ и ионизация $n_{\text{HI}}/n = 99\%$. При таких параметрах концентрация неионизованного водорода составляет $n_{\text{HI}} = 3 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, а концентрация электронов, предполагая чистую водородную плазму, $n_e \approx 3 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$. Статистические веса для этих состояний: $g_{\text{HI}} = 2$ и $g_{\text{H}^-} = 1$, энергия связи отрицательного иона водорода: $\chi_{\text{H}^-} = 0,75 \text{ эВ}$ (см., например, [115]). При этих параметрах в случае ЛТР концентрация отрицательного иона водорода составляла бы:

$$n_{\text{H}^-} = 4,5 \times 10^{-9} \text{ см}^{-3}. \quad (51)$$

Однако в рассматриваемом случае, по аналогии с ионизацией водорода, концентрация отрицательного водорода не находится в статическом равновесии, и для его расчёта нам нужно рассмотреть несколько реакций, взаимный баланс которых определяет концентрацию отрицательного иона водорода. Первая пара реакций представляет собой процессы рекомбинации и фотодиссоциации:



Слева направо это рекомбинация нейтрального водорода с электроном, справа налево — фотодиссоциация отрицательного водорода фотоном. Как будет показано ниже, это основная реакция, определяющая концентрацию отрицательного иона водорода. Отклонение от равновесной концентрации обусловлено тем, что в оболочке, прозрачной практически для всего спектра, фотон, испущенный в процессе рекомбинации, может её покинуть. В статическом равновесии он должен быть поглошён, вызывая диссоциацию другого отрицательного иона водорода, в результате чего общее состояние вещества не изменится, но, поскольку оболочка прозрачна, поле из-

лучения в ней определяется излучением звезды, которое намного слабее, чем необходимо для равновесного баланса.

Скорость рекомбинации электронов с нейтральными атомами водорода имеет, в соответствии с работой [117], следующий вид:

$$\mathcal{R} = \alpha(T) n_{\text{H}} n_{\text{e}}, \quad \alpha = 1,43 \times 10^{-18} T [\text{K}] [\text{см}^3 \text{ c}^{-1}]. \quad (52)$$

В свою очередь скорость фотодиссоциации отрицательного водорода может быть вычислена как

$$\mathcal{I} = \int \frac{F_{\text{star}}(\lambda)}{h\nu} \sigma_{\text{bf}}(\lambda) d\lambda \left(\frac{R_{\text{star}}}{a_{\text{pl}}} \right)^2 n_{\text{H}^-}. \quad (53)$$

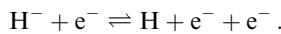
Поток излучения звезды HD 209458, $F_{\text{star}}(\lambda)$, может быть описан излучением чёрного тела с температурой T_{star} , а значения сечения диссоциации отрицательного иона водорода, $\sigma_{\text{bf}}(\lambda)$, взяты из работы [118]. Тогда

$$\begin{aligned} i_{\text{phot}} &= \int \frac{B(\lambda, T_{\text{star}})}{h\nu} \sigma_{\text{bf}}(\lambda) d\lambda \left(\frac{R_{\text{star}}}{a_{\text{pl}}} \right)^2 \approx \\ &\approx \frac{F_{\text{star}}}{h\nu_{4760 \text{ Å}}} \sigma_{\text{bf}, \text{max}} \left(\frac{R_{\text{star}}}{a_{\text{pl}}} \right)^2 = 8 \times 10^4 [\text{с}^{-1}], \end{aligned} \quad (54)$$

где оценка берётся для точки $\lambda = 4760 \text{ Å}$, соответствующей максимуму излучения для данной температуры чёрного тела. Точное значение этой величины составляет $i_{\text{phot}} = 10^4 [\text{с}^{-1}]$. Если концентрация отрицательного водорода определяется балансом рассматриваемой первой пары реакций, фотодиссоциации и рекомбинации, то она будет составлять:

$$n_{\text{H}^-} = \frac{\mathcal{R}}{i_{\text{phot}}} = 10^{-5} [\text{см}^{-3}], \quad (55)$$

и, как мы видим, она на несколько порядков превосходит равновесное значение. Стоит ещё раз подчеркнуть, что оба выражения, как для равновесного значения (50), так и для баланса фотодиссоциации и рекомбинации (55), пропорциональны концентрации электронов, и поэтому результат не зависит от учёта металлов. Переядём к рассмотрению следующей пары реакций — диссоциации отрицательного водорода электронным ударом и обратной реакцией:



Для скорости реакции слева направо (диссоциации) можно записать следующее выражение, где коэффициент $c(T)$ представляет собой интеграл произведения распределения электронов по энергиям $f(E)$ (предполагаем максвелловским), сечения столкновения электрона с отрицательным ионом водорода $\sigma(E)$ и скорости электрона v_{e} , пропорциональной частоте столкновений, по всем энергиям:

$$\mathcal{C} = c(T) n_{\text{H}^-} n_{\text{e}}, \quad c(T) = \int f(E) \sigma(E) v_{\text{e}} dE. \quad (56)$$

Согласно работе [119] поперечное сечение этого неупругого столкновения составляет:

$$\sigma(T) = 4\pi a_0^2 \left(\frac{R}{T} \right) \left[7,484 \ln \frac{T}{R} + 25,3 \right], \quad (57)$$

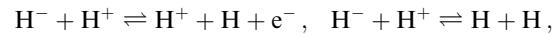
где R — постоянная Ридберга. Тогда

$$c(T) \approx \sigma(T_{\text{gas}}) \sqrt{\frac{kT_{\text{gas}}}{m_{\text{e}}}} = 2 \times 10^{-7} [\text{см}^3 \text{ c}^{-1}], \quad (58)$$

точное значение $c(T) = 10^{-6} [\text{см}^3 \text{ c}^{-1}]$. Теперь мы можем оценить влияние данной пары реакций относительно первой (рекомбинации и фотодиссоциации) на концентрацию отрицательного иона водорода:

$$\frac{\mathcal{C}}{\mathcal{I}} = \frac{c(T) n_{\text{e}}}{i_{\text{phot}}} \approx 10^{-3}. \quad (59)$$

Скорость обратной реакции будет ещё меньше, так как она должна находиться в балансе с реакцией диссоциации электронным ударом при равновесной концентрации (50), которая намного меньше установившейся в данной системе (55). Другие реакции, например реакции диссоциации и нейтрализации ударом протона:



менее важны относительно диссоциации электронным ударом, так как они имеют сравнимые сечения с предыдущей парой реакций [115], но скорости электронов на два порядка больше, поэтому доминируют столкновения с электроном. Из этого рассуждения можно сделать вывод, что неравновесная концентрация отрицательного иона водорода будет определяться балансом первой пары реакций рекомбинации и фотодиссоциации, т.е. $n_{\text{H}^-} = 10^{-5} \text{ см}^{-3}$. Здесь снова стоит отметить, что данное значение получено в предположении чистой водородной плазмы.

Зная концентрацию отрицательного иона водорода, можно рассчитать, какая энергия будет поглощаться или рассеиваться на нём в объёме с единичным сечением, отмеченном на рис. 27:

$$\Delta E = \int B(\lambda, T_{\text{star}}) (\sigma_{\text{bf}}(\lambda) + \sigma_{\text{ff}}(\lambda)) d\lambda \left(\frac{R_{\text{star}}}{a_{\text{pl}}} \right)^2 n_{\text{H}^-, \text{clmn}}. \quad (60)$$

Поскольку сечение связанных переходов для отрицательного иона водорода, $\sigma_{\text{ff}}(\lambda)$, становится значимым относительно сечения его диссоциации, $\sigma_{\text{bf}}(\lambda)$, только для длин волн $\lambda > 15000 \text{ Å}$ [120], мы можем опустить его в наших оценках, поскольку HD 209458 является солнечноподобной звездой. Тогда

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{phot}} &= \int B(\lambda, T_{\text{star}}) \sigma_{\text{bf}}(\lambda) d\lambda \left(\frac{R_{\text{star}}}{a_{\text{pl}}} \right)^2 \approx \\ &\approx F_{\text{star}} \sigma_{\text{bf}, \text{max}} \left(\frac{R_{\text{star}}}{a_{\text{pl}}} \right)^2 = 3 \times 10^{-8} [\text{эр} \text{с}^{-1}]. \end{aligned} \quad (61)$$

Относительное количество энергии, поглощённой в указанном объёме, будет составлять:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\varepsilon_{\text{phot}} (n_{\text{H}^-}/n) n_{\text{clmn}}}{F_{\text{star}} (R_{\text{star}}/a_{\text{pl}})^2} = 9 \times 10^{-16}, \quad (62)$$

а отношение сил радиативного давления, вызванных поглощением на отрицательном ионе водорода (что вызовет его диссоциацию) и поглощением (и последующим немедленным переизлучением) на нейтральных

атомах водорода в линии Лайман-альфа, составляет:

$$\frac{f_{\text{H}^-}}{f_{\text{Ly}-\alpha}} = \frac{F_{\text{star}}(\Delta E/E)}{F_{\text{Ly}-\alpha}} \approx 10^{-10}. \quad (63)$$

Отсюда очевидно, что этот источник поглощения в исследуемой задаче пренебрежимо мал. Здесь снова стоит обратить внимание читателя на то, что даже если оболочка горячего юпитера будет иметь приблизительно солнечный химический состав, количество электронов может на несколько порядков превышать значение, использованное для данной оценки. Но, как мы видим, полученный результат остаётся верным и для очень больших концентраций электронов.

Резюмируя результаты, представленные в разделе 3, можно утверждать, что в формировании и определении основных свойств оболочек горячих юпитеров ключевую роль должно играть приливное воздействие звезды. Переполнение полости Роша и последующее истечение атмосферы через окрестность внутренней точки Лагранжа служит основным источником вещества для оболочки. Дальнейшее взаимодействие истекающего газа со звёздным ветром приводит к окончательному формированию квазизамкнутой оболочки сложной формы и отошедшей ударной волны. Следует отметить, что данная модель находится в хорошем согласии с имеющимися наблюдательными данными.

Справедливости ради нужно упомянуть, что к числу моделей, объясняющих раннее начало затмения при транзитах некоторых ГЮ, следует отнести и модель, в которой собственное магнитное поле планеты приводит к формированию магнитопаузы и отошедшей ударной волны. Аргументом против "магнитной" модели служит малое значение возможных магнитных полей горячих юпитеров (см. детали в разделе 4). Однако отсутствие прямых измерений магнитных полей не позволяет отбросить эту гипотезу.

Теоретически обоснованные наблюдательные отличия между двумя гипотезами, в принципе, позволяют сделать выбор в пользу той или иной модели. К сожалению, попытка экспериментальной проверки гипотез, для которой нам было выделено наблюдательное время на космическом телескопе им. Хаббла (21 орбита), не дала однозначного ответа о справедливости модели с переполнением полости Роша. Дело в том, что максимальный размер квазизамкнутой стационарной оболочки определяется как расстояние до точки, где всё ещё возможно остановить поток из L_1 при помощи динамического давления звёздного ветра, в противном случае оболочка становится открытой. Положение этой точки определяется только профилем скорости ветра. Эта точка может существовать для любой радиальной скорости звёздного ветра — она близка к L_1 , когда радиальная скорость ветра высока, и удалается от L_1 , когда скорость ветра уменьшается. Максимальное расстояние, на котором она может находиться, достигается при нулевой скорости ветра.

Согласно простым баллистическим оценкам [121], размер стационарной квазизамкнутой оболочки, связанной с экзопланетой WASP-12b, должен составлять $\sim 0,17$ в фазовых единицах. Наличие отошедшей ударной волны перед этой оболочкой может привести к избыточному поглощению в ближней УФ-области начиная с фазы $\phi \sim 0,78$. Чтобы затмение началось на фазе $\phi \sim 0,83$,

размер струи из окрестности L_1 должен составлять $\Delta\Phi = 0,95 - 0,83 = 0,12$, или 21 планетарный радиус. Этот размер хорошо согласуется с оценками, полученными в предположении, что параметры звёздного ветра близки к солнечным. Сравнение теоретического размера оболочки с наблюдательными значениями позволяет предположить, что имеющиеся наблюдения могут быть описаны моделью с квазизамкнутой оболочкой. Различия в размерах оболочки на разных фазах можно объяснить изменением параметров звёздного ветра. К сожалению, начало обоих наборов доступных наблюдений также соответствует фазе $\phi \sim 0,83$ [30, 31]. Это мешает сделать твёрдые выводы о типе атмосферы, которой обладает WASP-12b. Если дополнительное поглощение фактически начинается на более ранних этапах, размер оболочки может превышать максимальный размер стационарной квазизамкнутой оболочки, что требует интерпретации наблюдений с использованием модели с открытой оболочкой. Дополнительные аргументы в пользу модели с переполнением полости Роша можно найти в работах [122–124], где учитывался сложный химический состав атмосферы и проводилось сравнение с большим набором имеющихся наблюдательных данных. Возвращаясь к вопросу о том, какая из моделей (с переполнением полости Роша или "магнитной") верна, нужно отметить, что полная модель должна учитывать оба эффекта. Именно поэтому в качестве основного пути развития предложенной нами модели с переполнением полости Роша [28, 29] стал полноценный учёт и собственного магнитного поля планеты, и магнитного поля звёздного ветра.

4. Влияние магнитного поля на динамику оболочек горячих юпитеров

Горячие юпитеры могут обладать собственным магнитным полем, которое должно оказывать влияние на процесс их обтекания звёздным ветром. Однако оценки собственного магнитного поля горячих юпитеров показывают, что оно, скорее всего, является достаточно слабым. Характерное значение магнитного момента горячих юпитеров, по-видимому, составляет величину $(0,1 - 0,2) \mu_{\text{jup}}$, где $\mu_{\text{jup}} = 1,53 \times 10^{30}$ Гс см³ — магнитный момент Юпитера. Это значение неплохо согласуется как с наблюдательными [68, 85, 125, 126], так и с теоретическими [127] оценками. Такое низкое значение дипольного момента объясняется неэффективностью процесса динамо генерации магнитного поля в недрах этих планет. Это обусловлено тем, что горячие юпитеры располагаются близко к родительской звезде. В результате из-за сильных приливных возмущений собственное вращение типичного горячего юпитера должно за время порядка нескольких миллионов лет приходить в состояние синхронизации с его орбитальным движением [128]. В состоянии синхронного вращения эффективность динамо генерации магнитного поля резко падает.

Процесс динамо генерации магнитного поля планеты в существенной степени определяется её внутренним строением (см., например, [129, 130]). Для планет-гигантов типа Юпитера необходимым условием осуществления механизма динамо (как ламинарного [131], так и турбулентного [132]) является отклонение от осевой симметрии [133], что может обеспечиваться силами Кориолиса во вращающихся системах. Это, в частности, про-

является в том, что ось магнитного диполя планеты должна быть наклонена к оси вращения на некоторый угол [127]. Например, угол наклона магнитного диполя Юпитера к оси его вращения составляет примерно 11°.

Следует отметить, что магнитное поле горячих юпитеров может генерироваться не только в недрах, но и в верхних слоях атмосферы. Оценки, проведённые в работе [103], показывают, что верхняя атмосфера горячих юпитеров состоит из почти полностью ионизованного газа. Это обусловлено процессами тепловой ионизации и жёстким излучением родительской звезды. Поэтому верхнюю часть атмосферы горячего юпитера можно назвать *ионосферной оболочкой*. В работе [134] показано, что собственное магнитное поле горячего юпитера должно оказывать влияние на формирование крупномасштабных (зональных) течений в его атмосфере. Детальные трёхмерные расчёты [135, 136] демонстрируют сложную картину распределения ветров в верхней атмосфере, в которой магнитные поля играют важную роль. В частности, электромагнитные силы могут смещать к западу горячее пятно, формирующееся в подсолнечной точке. Этот эффект может проявляться и на кривых блеска горячих юпитеров. Например, сравнение наблюдаемых кривых блеска с расчётными для планеты НАТ-Р-7 позволяет оценить характерное магнитное поле в атмосфере величиной 6 Гс [137]. Скорее всего, эта оценка сильно завышена. Напомним, что на уровне облачного слоя Юпитера величина магнитного поля составляет 4–5 Гс. Правда, больших значений поле достигает на северном (14 Гс) и южном (11 Гс) магнитных полюсах диполя. Магнитное поле Юпитера не является чисто дипольным. Существенный вклад вносят также квадрупольная (22 %) и октупольная (18 %) компоненты. Результаты исследования сложного магнитного поля Юпитера с помощью космического аппарата "Юнона" (Juno) представлены в недавней работе [138]. Однако отметим, что даже в этом случае в области магнитосферы доминирует дипольная компонента.

Наконец, важно отметить ещё одно обстоятельство. Из-за близкого расположения к родительской звезде горячие юпитеры могут обладать довольно сильным магнитным полем, наведённым магнитным полем звёздного ветра. Как показывают расчёты, представленные в работе [139], соответствующий магнитный момент такого поля может составлять от 10 до 20 % магнитного момента Юпитера, что во много раз превышает величину дипольного момента наведённого магнитного поля Венеры или Марса. Суммируя все эти замечания, можно прийти к заключению, что вопрос о величине и конфигурации магнитного поля в горячих юпитерах всё ещё остаётся открытым.

Анализ влияния магнитного поля звёздного ветра на процесс его обтекания атмосферы горячего юпитера [140] показывает, что в случае горячих юпитеров указанный эффект может оказаться чрезвычайно важным. Это обусловлено тем, что почти все горячие юпитеры располагаются в так называемой субальвеновской зоне звёздного ветра родительской звезды, где скорость ветра меньше альвеновской скорости. С учётом орбитального движения планеты скорость обтекания оказывается близкой к альвеновской скорости. Поэтому в зависимости от конкретной ситуации (большая полуось орбиты планеты, спектральный класс родительской звезды, период собственного вращения звезды, особен-

ности звёздного ветра) может реализоваться как сверхальвеновский, так и субальвеновский режимы обтекания. Отметим, что в сверхальвеновском режиме магнитосфера горячего юпитера будет содержать все основные элементы (отошедшая ударная волна, магнитопауза, магнитосферный хвост наочной стороне и др.), присутствующие в магнитосферах планет Солнечной системы [141, 142]. В случае субальвеновского режима обтекания головная ударная волна в структуре магнитосферы будет отсутствовать [143].

Попытки учёта магнитного поля предпринимались другими авторами в одномерных [23, 144, 145], двумерных [24] и трёхмерных [145–147] численных аэрономических моделях атмосфер горячих юпитеров. Однако в этих работах рассматривалась лишь непосредственная окрестность планеты, а оценки темпов потери массы выполнялись без учёта наличия протяжённых оболочек. Исключением является работа [147], в которой авторы проводили трёхмерное численное моделирование в широкой пространственной области и получили МГД решения для экзопланет с открытыми и квазизамкнутыми оболочками. В наших недавних работах мы исследовали влияние как собственного магнитного поля планеты [148, 149], так и поля ветра [140, 150–152] на динамику оболочек горячих юпитеров. В этом разделе будут представлены результаты численного моделирования, а также обсуждены перспективы развития МГД моделей.

4.1. Влияние собственного поля планеты

Для описания структуры течения в окрестности горячего юпитера будем использовать приближение идеальной одножидкостной магнитной гидродинамики с явным выделением фонового магнитного поля [88, 140, 148, 153]. В таком подходе полное магнитное поле **B** представляется в виде суперпозиции фонового магнитного поля **H** и магнитного поля **b**, индуцированного токами в самой плазме, **B** = **H** + **b**. В рассматриваемой задаче фоновое поле создаётся источниками, находящимися за пределами расчётной области (внутри звезды или, точнее говоря, внутри короны, а также внутри планеты). Поэтому в расчётной области оно должно удовлетворять условию потенциальности $\nabla \times \mathbf{H} = 0$. Это свойство фонового поля можно использовать для его частичного исключения из уравнений магнитной гидродинамики [154, 155]. Кроме того, в нашей модели фоновое магнитное поле является стационарным, $\partial \mathbf{H} / \partial t = 0$, что соответствует случаю, когда собственное вращение горячего юпитера синхронизировано с его орбитальным движением.

С учётом условий потенциальности и стационарности фонового магнитного поля уравнения идеальной магнитной гидродинамики могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (64)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla P - \frac{\mathbf{b} \times \nabla \times \mathbf{b}}{4\pi} - \frac{\mathbf{H} \times \nabla \times \mathbf{b}}{4\pi} - \rho \mathbf{f}, \quad (65)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{b} + \mathbf{v} \times \mathbf{H}), \quad (66)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \epsilon \right] + P \nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (67)$$

Здесь, как и ранее, ρ — плотность, \mathbf{v} — скорость, P — давление, ϵ — удельная внутренняя энергия. Предпола-

гается, что вещество может рассматриваться как идеальный газ, для которого выполняется уравнение состояния

$$P = (\gamma - 1) \rho e, \quad (68)$$

где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты. Кроме того, в данной работе мы пренебрегаем эффектами магнитной вязкости. Справедливость этого предположения будет обсуждаться ниже.

В нашей модели предполагается, что планета движется по круговой орбите. Поэтому для расчётов удобно использовать неинерциальную систему отсчёта, врачающуюся вместе с двойной системой звезда – планета вокруг их общего центра масс. В такой системе отсчёта положения центров звезды и планеты не изменяются, а вектор угловой скорости вращения системы отсчёта Ω совпадает с орбитальной угловой скоростью двойной системы звезда – планета. В этой системе отсчёта удельная внешняя сила, входящая в уравнение движения (65), определяется выражением

$$\mathbf{f} = -\nabla\Phi - 2(\mathbf{\Omega} \times \mathbf{v}). \quad (69)$$

Здесь первое слагаемое в правой части описывает силу, обусловленную градиентом потенциала Роша Φ . Второе слагаемое описывает силу Кориолиса.

Фоновое магнитное поле задавалось в виде $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\text{pl}}$, где \mathbf{H}_{pl} описывает собственное магнитное поле планеты. В нашей модели предполагалось, что магнитное поле горячего юпитера является дипольным,

$$\mathbf{H}_{\text{pl}} = \frac{\mu}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{pl}}|^3} [3(\mathbf{d} \mathbf{n}_{\text{pl}}) \mathbf{n}_{\text{pl}} - \mathbf{d}], \quad (70)$$

где μ — магнитный момент, \mathbf{r}_{pl} — радиус-вектор центра планеты, \mathbf{n}_{pl} — единичный вектор, направленный из центра планеты в точку наблюдения, \mathbf{d} — единичный вектор, направленный вдоль магнитной оси, вектор магнитного момента $\boldsymbol{\mu} = \mu \mathbf{d}$.

В качестве объекта исследования мы рассматривали типичный горячий юпитер HD 209458b. Основные параметры численной модели соответствовали значениям, использованным в наших предыдущих работах (см., например, [28, 29]). Для удобства чтения перечислим вкратце основные параметры системы: родительская звезда относится к спектральному классу G0, имеет массу $M_* = 1,15M_\odot$, радиус $R_* = 1,2R_\odot$. Собственное вращение звезды характеризуется периодом $P_{\text{rot}} = 14,4$ сут, что соответствует угловой скорости $\Omega_* = 5,05 \times 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ или линейной скорости на экваторе $v_{\text{rot}} = 4,2 \text{ км с}^{-1}$. Планета характеризуется массой $M_{\text{pl}} = 0,71M_{\text{jup}}$ и фотометрическим радиусом $R_{\text{pl}} = 1,38R_{\text{jup}}$, где M_{jup} и R_{jup} — масса и радиус Юпитера. Большая полуось орбиты планеты $A = 10,2R_\odot$, что соответствует периоду обращения вокруг звезды $P_{\text{orb}} = 84,6$ ч.

В начальный момент времени вокруг планеты задавалась сферически-симметричная изотермическая атмосфера, распределение плотности в которой определялось выражением:

$$\rho = \rho_{\text{atm}} \exp \left[-\frac{GM_{\text{pl}}}{R_{\text{gas}} T_{\text{atm}}} \left(\frac{1}{R_{\text{pl}}} - \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{pl}}|} \right) \right], \quad (71)$$

где, как и выше, ρ_{atm} — плотность на фотометрическом радиусе, T_{atm} — температура атмосферы, R_{gas} — газовая

постоянная. Начальный внешний радиус атмосферы определялся из условия равновесия по давлению с веществом звёздного ветра. В расчётах использовались следующие параметры атмосферы: температура $T_{\text{atm}} = 7500 \text{ К}$, концентрация частиц на фотометрическом радиусе $n_{\text{atm}} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

В качестве параметров звёздного ветра были использованы соответствующие значения для солнечного ветра на расстоянии $10,2R_\odot$ от центра Солнца [77]: температура $T_w = 7,3 \times 10^5 \text{ К}$, скорость $v_w = 100 \text{ км с}^{-1}$, концентрация $n_w = 10^4 \text{ см}^{-3}$.

В наших расчётах мы принимали значение магнитного момента горячего юпитера HD 209458b равным $\mu = 0,1\mu_{\text{jup}}$. Ориентация магнитного диполя определялась углами θ и ϕ , которые использовались в качестве параметров модели. Компоненты единичного вектора \mathbf{d} , направленного вдоль магнитной оси, в декартовой системе координат описываются выражениями:

$$d_x = \sin \theta \cos \phi, \quad d_y = \sin \theta \sin \phi, \quad d_z = \cos \theta. \quad (72)$$

При этом мы считали, что собственное вращение планеты является синхронизированным с орбитальным вращением, а ось собственного вращения коллинеарна оси орбитального вращения.

Для численного решения уравнений магнитной гидродинамики, выписанных в предыдущем разделе, мы используем комбинацию разностных схем Роя [107] и Лакса – Фридрихса [156–158]. Алгоритм решения описан в нашей работе [140] и состоит из нескольких последовательных этапов, возникающих в результате применения метода расщепления по физическим процессам. На первом этапе численно решается подсистема уравнений, соответствующая идеальной магнитной гидродинамике с собственным магнитным полем плазмы \mathbf{b} без учёта фонового магнитного поля \mathbf{H} . Для решения этой системы использовалась схема Роя [159, 160] (см. также монографию [88]) для уравнений магнитной гидродинамики с повышающей поправкой Ошера [161] на ненеоднородной сетке. Эта схема подробно описана в работе [162]. Заметим, что магнитогидродинамический вариант схемы Роя был представлен в коде таким образом, чтобы в отсутствие магнитного поля ($\mathbf{b} = 0$) эта схема в точности переходила в схему Роя – Эйнфельдта – Ошера, использовавшуюся нами в чисто газодинамических расчётах, представленных в разделе 3, а также в работах [28, 29]. Для быстрых магнитозвуковых характеристик в разностной схеме используется поправка Эйнфельдта [163]. В случае медленных магнитозвуковых характеристик исходная поправка Эйнфельдта не согласуется с чисто газодинамическим вариантом разностной схемы Роя. Поэтому для таких характеристик используется модифицированная энтропийная поправка [162]. На втором этапе численно решается подсистема уравнений, соответствующая учёту влияния фонового поля. Для её решения использовалась схема Лакса – Фридрихса [156–158] с повышающими TVD (total variation diminishing) [164] поправками [88].

Для очистки дивергенции магнитного поля \mathbf{b} мы использовали метод обобщённого множителя Лагранжа [165]. Выбор этого метода обусловлен тем, что течение в окрестности горячего юпитера является существенно нестационарным, особенно в потоке, формирующем магнитосферный хвост.

Вычисления проводились в декартовой системе координат, начало которой располагалось в центре планеты. Ось x проходила через центры звезды и планеты и при этом была направлена от звезды к планете. Ось y была направлена вдоль орбитального вращения планеты, а ось z — вдоль оси её собственного вращения. Использовалась расчётная область с размерами $-30 \leq x/R_{\text{pl}} \leq 30$, $-30 \leq y/R_{\text{pl}} \leq 30$, $-15 \leq z/R_{\text{pl}} \leq 15$ с числом ячеек $N = 480 \times 480 \times 240$. Для повышения пространственного разрешения в области атмосферы планеты мы использовали экспоненциально сгущающуюся к центру планеты сетку, структура которой описана в [162]. Характерный размер ячейки на фотометрическом радиусе планеты составлял величину $0,02R_{\text{pl}}$, в то время как на внешнем краю расчётной области размер ячейки был равен примерно $0,4R_{\text{pl}}$. Границные условия задавались такие же, как и в работе [148].

Мы провели численное моделирование структуры течения в окрестности горячего Юпитера HD 209458b в сверхальвеновском режиме обтекания, когда магнитное поле ветра не играет существенной роли. Различные варианты расчёта отличаются между собой только параметрами ориентации магнитного диполя планеты. Соответствующие значения углов θ и ϕ , определяющих компоненты вектора \mathbf{d} в соотношениях (72), приведены в табл. 2. В моделях 1–4 наклон магнитного диполя варьировался от оси вращения (модель 1) до плоскости орбиты (модель 4) в противоположную от звезды сторону. В модели 5 магнитный диполь был направлен в сторону звезды. В модели 6 магнитный диполь направлен в сторону орбитального движения планеты.

Результаты численных расчётов демонстрируют рис. 30, 31. Слева показаны распределения десятичного логарифма плотности (градация цвета) и скорости (стрелки) в орбитальной плоскости планеты. На шкале посередине приведены соответствующие значения десятичного логарифма плотности в g cm^{-3} . Справа показаны распределения десятичного логарифма плотности в орбитальной плоскости планеты (градация цвета) и трёхмерные магнитные силовые линии. Представленные численные решения соответствуют моменту времени $0,26P_{\text{orb}}$ от начала счёта. Слева светлыми линиями показаны эквидистантные поверхности потенциала Роша, проходящие вблизи точек Лагранжа L_1 и L_2 . Планета расположена в центре расчётной области и изображена светлой окружностью, радиус которой соответствует фотометрическому радиусу R_{pl} . Значения декартовых координат по осям x и y в плоскости орбиты для наглядности выражены в радиусах планеты R_{pl} .

Анализ этих рисунков позволяет заключить, что качественно картина течения в окрестности горячего Юпитера во всех моделях выглядит примерно одинаково и вполне соответствует картине течения в чисто газодинамическом случае для квазизамкнутой оболочки [28, 29]. Это обусловлено тем, что собственное магнитное поле планеты в наших моделях является относительно слабым и поэтому также не оказывает какого-либо значительного влияния на динамику вещества.

Рисунки 30, 31 показывают, что во всех моделях формируются два мощных истечения из окрестностей точек Лагранжа L_1 и L_2 . Первый поток формируется на дневной стороне и направлен в сторону родительской звезды. Вещество в нём движется против ветра под действием силы гравитации звезды. Второй поток формируется на

Таблица 2. Значения углов θ и ϕ , определяющих ориентацию магнитного диполя соотношениями (72), угловое расстояние χ между направлением на точку Лагранжа L_1 и ближайшим к нему магнитным полюсом, а также темп потери массы \dot{M} для различных моделей

Модель	θ	ϕ	χ	$\dot{M}, 10^{10} \text{ г с}^{-1}$
1	0°	0°	90°	1,47
2	30°	0°	60°	1,48
3	60°	0°	30°	1,14
4	90°	0°	0°	1,13
5	90°	90°	90°	1,60
6	90°	180°	0°	1,13

ночной стороне и тянется за планетой в виде широкого турбулентного шлейфа.

В результате взаимодействия звёздного ветра с оболочкой планеты формируется хорошо заметная отошедшая ударная волна. Можно сказать, что она состоит из двух или даже нескольких отдельных ударных волн. Одна из них (главная) возникает непосредственно вокруг атмосферы планеты. Остальные (вторичные) ударные волны формируются вокруг струи из внутренней точки Лагранжа L_1 , а также вокруг её выделяющихся фрагментов и выступов. По ходу орбитального движения планеты на границе, разделяющей плазму ветра и вещество оболочки, возникает тангенциальный разрыв, поскольку в этом месте плазма ветра движется вдоль поверхности оболочки. В результате развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца граница раздела сильно искажается, но вихри быстро сносятся потоком назад. Аналогичное явление наблюдается на задней (по ходу орбитального движения планеты) части струи из внутренней точки Лагранжа L_1 . Движение вещества в ней останавливается динамическим давлением звёздного ветра и отбрасывается назад. Формирующийся при этом поток вещества турбулизуется и фрагментируется на множество отдельных сгустков. Большая часть этого вещества попадает в турбулентный шлейф, тянувшийся за планетой.

Рисунки 30, 31 показывают, что внутри полости Роша планеты магнитное поле остаётся близким к дипольному. Однако в струях, формирующихся на дневной иочной сторонах, магнитные силовые линии вытягиваются потоками плазмы из ионосферной оболочки. Вдоль струи из внутренней точки Лагранжа L_1 индукция магнитного поля остаётся практически постоянной и составляет примерно 10^{-3} Гс. На фронте ударной волны магнитные линии испытывают излом, согласно условиям Гюгонио.

В области магнитосферного каспа (области с открытыми силовыми линиями планеты) плазма ветра может свободно проникать в верхние слои атмосферы, вызывая авроральные свечения. Наиболее мощные потоки частиц из плазмы ветра должны были бы формироваться в моделях 4 и 6, в которых магнитные полюса ориентированы вдоль линий, соединяющих центры звезды и планеты. Однако свободному подходу частиц к магнитным полюсам в этих случаях препятствует вещество ионосферной оболочки. Поэтому получающиеся конечные потоки должны быть в существенной мере ослаблены. Данное обстоятельство может объяснить неудачные до сегодняшнего дня попытки обнаружения наблюдательных проявлений авроральных свечений в горячих Юпитерах. Например, в работе [166] предпринята попытка детектирования радиоизлучения из авроральных областей

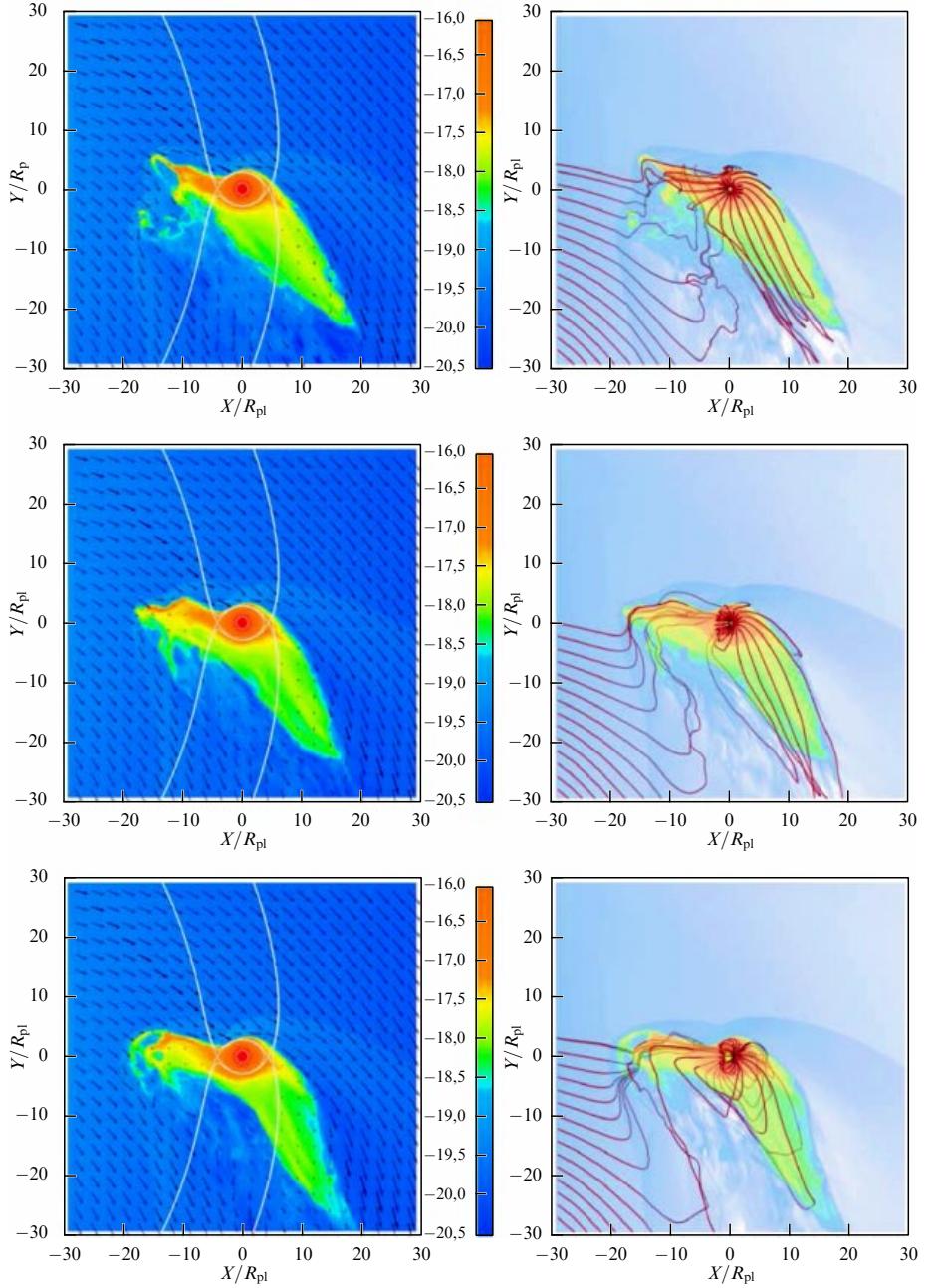


Рис. 30. (В цвете онлайн.) Распределение десятичного логарифма плотности (градация цвета), скорости (стрелки, слева) и магнитного поля (трёхмерные линии, справа) в плоскости орбиты горячего юпитера для моделей 1 ($\theta = 0^\circ, \phi = 0^\circ$) (а), 2 ($\theta = 30^\circ, \phi = 0^\circ$) (б) и 3 ($\theta = 60^\circ, \phi = 0^\circ$) (в). Решение представлено на момент времени $0.26P_{\text{orb}}$ от начала счёта. Светлыми линиями показаны эквипотенциальные поверхности потенциала Роша. Светлая окружность соответствует фотометрическому радиусу планеты.

тей горячих юпитеров HD 114762, 70 Vir и τ Boo с помощью радиотелескопа Very Large Array (VLA). Однако в предсказанном диапазоне частот какого-либо существенного потока радиоизлучения замечено не было. Другое объяснение этого факта, предложенное в работе [167], основано на том, что в расширяющихся плотных оболочках горячих юпитеров не удовлетворяется условие развития циклотронной мазерной неустойчивости [168], которая является основным механизмом генерации радиоизлучения из планетных магнитосфер.

Темп потери массы горячих юпитеров для различных типов газовых оболочек в чисто газодинамическом случае вычислялся в работе [99]. В работе [148] на основе трёхмерных МГД расчётов был сделан вывод о том, что

наличие даже сравнительно слабого магнитного поля у горячего юпитера может приводить к заметному ослаблению темпа потери массы \dot{M} . Это означает, что у таких планет могут формироваться замкнутые и квазизамкнутые ионосферные оболочки при больших степенях переполнения полости Роша, поскольку в этом случае веществу необходима дополнительная энергия для преодоления магнитного давления и натяжения магнитных линий.

Как показывают наши расчёты, темп потери массы зависит также и от ориентации дипольного магнитного поля планеты. В таблице 2 приведены полученные в расчётах значения темпа потери массы атмосферой горячего юпитера для различных моделей. Величина \dot{M} лежит в диапазоне от 10^{10} г с^{-1} до $2 \times 10^{10} \text{ г с}^{-1}$. Максимальное

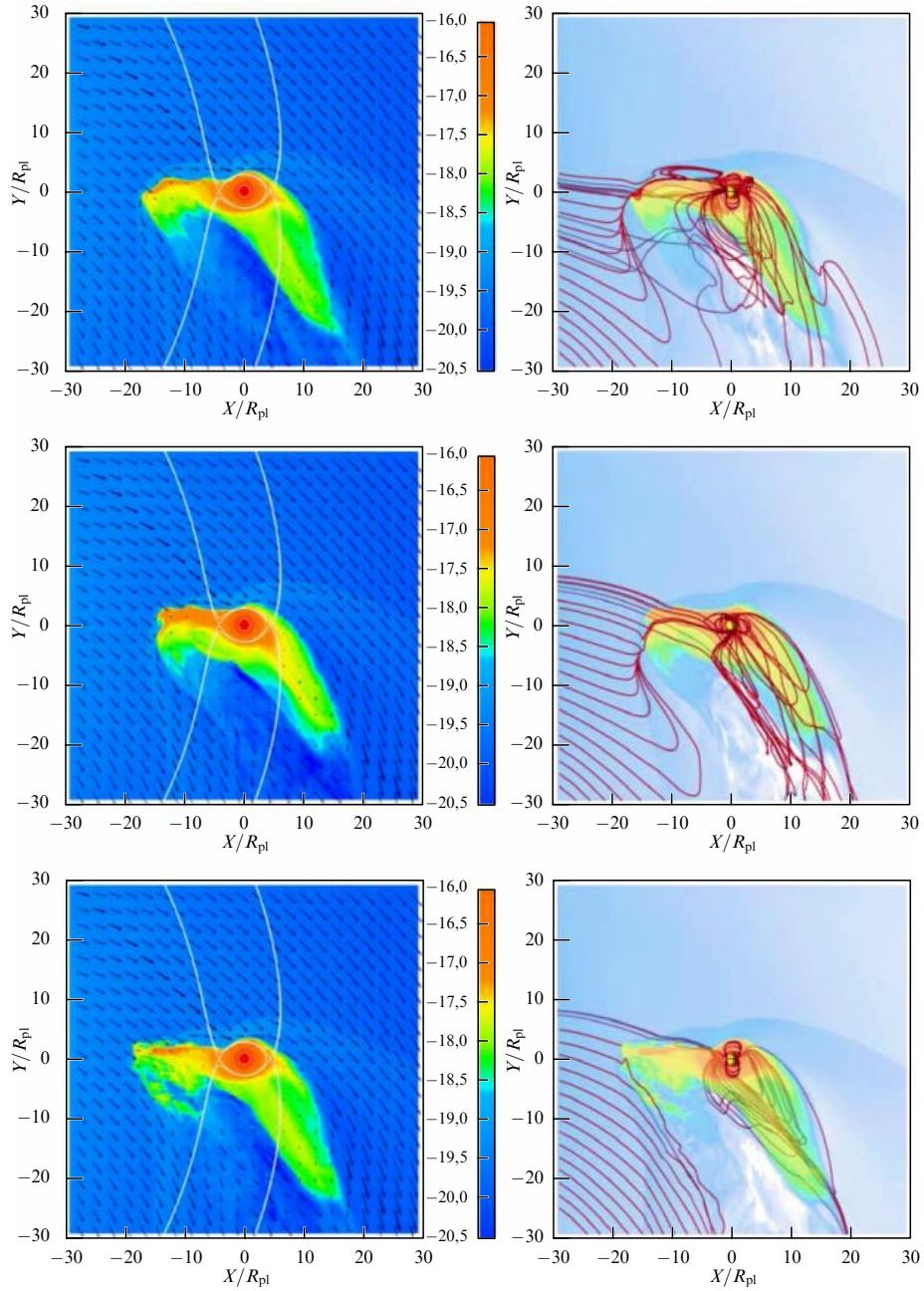


Рис. 31. (В цвете онлайн.) То же, что на рис. 30, но для моделей 4 ($\theta = 90^\circ, \phi = 0^\circ$) (а), 5 ($\theta = 90^\circ, \phi = 90^\circ$) (б) и 6 ($\theta = 90^\circ, \phi = 180^\circ$) (в).

значение темпа потери массы ($1,60 \times 10^{10} \text{ г с}^{-1}$, модель 5) отличается от минимального ($1,13 \times 10^{10} \text{ г с}^{-1}$, модели 4 и 6) на 42 %. Анализ показывает, что темп потери массы возрастает с увеличением угла χ между направлением на звезду и направлением на ближайший к внутренней точке Лагранжа L_1 магнитный полюс. По результатам расчётов (см. табл. 2) эту зависимость можно описать эмпирическим соотношением вида

$$\dot{M} = 1,1 \times 10^{10} + 4,9 \times 10^7 \chi [\text{г с}^{-1}], \quad (73)$$

где величина угла χ выражена в градусах. Полученную зависимость можно объяснить тем, что в верхних слоях атмосферы наибольшая индукция магнитного поля планеты достигается в магнитных полюсах. Следовательно, чем ближе магнитный полюс расположен к точке Лагранжа L_1 , тем больше будет величина электро-

магнитной силы, препятствующей движению вещества в формирующемся истечении. Конечно, вдоль магнитных силовых линий вещество будет двигаться свободно. Однако из-за относительно большого диаметра струи (примерно $3R_{\text{pl}}$) в этом случае в ней будет присутствовать и поперечная компонента поля, которая препятствует свободному истечению.

4.2. Влияние поля звёздного ветра

В нашей численной модели для описания звёздного ветра от родительской звезды мы опираемся на хорошо изученные свойства солнечного ветра. Как показывают многочисленные наземные и космические исследования (см., например, недавний обзор [169]), магнитное поле солнечного ветра имеет довольно сложную структуру. В области короны магнитное поле является существенно нерадиальным, поскольку оно в основном определяется

здесь собственным магнитным полем Солнца. На границе короны, которая находится на расстоянии в несколько радиусов Солнца, поле с большой точностью становится чисто радиальным. Далее расположена *гелиосферная область*, магнитное поле в которой в существенной мере определяется свойствами солнечного ветра. В гелиосферной области магнитные силовые линии с удалением от центра постепенно закручиваются в виде спирали вследствие вращения Солнца, и поэтому (особенно на больших расстояниях) магнитное поле ветра может быть с хорошей точностью описано с помощью простой модели Паркера [170].

Однако наблюдаемое магнитное поле в солнечном ветре не является осесимметричным, а имеет ярко выраженную секторную структуру. Это обусловлено тем, что в различных точках сферической поверхности короны поле может иметь различную полярность (направление силовых линий по отношению к направлению вектора нормали), например, из-за наклона магнитной оси Солнца к оси его вращения. В результате в плоскости эллиптики в солнечном ветре формируются два чётко выделенных сектора с различным направлением магнитного поля. В одном секторе магнитные силовые линии направлены к Солнцу, а в противоположном секторе — от Солнца. Эти два сектора разделяет *гелиосферный токовый слой*, который вращается вместе с Солнцем. Земля при своём движении по орбите вокруг Солнца много раз за год пересекает его, переходя из сектора солнечного ветра с одной полярностью магнитного поля в соседний сектор с противоположной полярностью магнитного поля.

В данном обзоре мы сосредоточимся на учёте влияния глобальных параметров магнитного поля звёздного ветра и будем считать, что орбита горячего юпитера расположена в гелиосферной области за границей короны родительской звезды. Поэтому для описания магнитного поля ветра в гелиосферной области в первом приближении можно использовать простую осесимметричную модель из работы [171] (см. также монографию [95]).

С учётом магнитного поля ветра фоновое магнитное поле в уравнениях магнитной гидродинамики (64)–(67) можно задавать в виде $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\text{pl}} + \mathbf{H}_*$, где первое слагаемое \mathbf{H}_{pl} описывает собственное магнитное поле планеты (70), а второе слагаемое \mathbf{H}_* соответствует радиальной компоненте магнитного поля звёздного ветра B_r . Радиальное магнитное поле звёздного ветра можно найти из уравнения Максвелла $\nabla \mathbf{B} = 0$. С учётом сферической симметрии получаем [95]

$$\mathbf{H}_* = \frac{B_* R_*^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_*|^2} \mathbf{n}_*, \quad (74)$$

где R_* — радиус звезды, B_* — среднее магнитное поле на поверхности звезды, \mathbf{r}_* — радиус-вектор центра звезды, \mathbf{n}_* — единичный вектор, направленный из центра звезды в точку наблюдения. Нетрудно убедиться, что фоновое магнитное поле удовлетворяет условию потенциальности $\nabla \times \mathbf{H} = 0$.

В начальный момент времени собственное магнитное поле плазмы \mathbf{b} будет определяться только азимутальной компонентой магнитного поля звёздного ветра. В орбитальной плоскости планеты азимутальные компоненты скорости v_φ и магнитного поля b_φ определяются следую-

щими выражениями [171]:

$$v_\varphi = \Omega_* r \frac{1 - \lambda^2 r_A^2 / r^2}{1 - \lambda^2}, \quad (75)$$

$$b_\varphi = \frac{B_r}{v_r} \Omega_* \lambda^2 \frac{1 - r_A^2 / r^2}{1 - \lambda^2}. \quad (76)$$

Здесь v_r — радиальная скорость ветра, радиальная координата r определяет расстояние от центра звезды до данной точки, Ω_* — угловая скорость собственного вращения звезды, а через λ обозначено альвеновское число Маха для радиальных компонент скорости и магнитного поля,

$$\lambda = \frac{\sqrt{4\pi\rho} v_r}{B_r}. \quad (77)$$

Альвеновская точка соответствует расстоянию $r = r_A$, на котором радиальная скорость ветра v_r становится равной альвеновской скорости $u_A = |B_r|/\sqrt{4\pi\rho}$, параметр $\lambda = 1$. Область $r < r_A$ определяет *субальвеновскую* зону звёздного ветра, а область $r > r_A$, соответственно, *сверхальвеновскую* зону.

В работе [171] для солнечного ветра было получено значение альвеновского радиуса $r_A = 24,3R_\odot$. В более поздних работах эта величина оценивалась меньшими значениями (см., например, [172, 173]). В работе [174] на основе анализа солнечной активности за последние 250 лет был сделан вывод о том, что альвеновский радиус может варьироваться в довольно широких пределах от $15R_\odot$ до $30R_\odot$. С другой стороны, величина магнитного поля звёзд солнечного типа (параметр B_* в уравнении (74)) может отличаться от поля Солнца. Средние поля на поверхности таких звёзд лежат в диапазоне примерно от 0,1 до нескольких гауссов [175, 176]. Магнитные поля звёзд других спектральных классов могут отличаться ещё сильнее. Кроме того, азимутальная компонента магнитного поля звёздного ветра (76) определяется угловой скоростью собственного вращения звезды (параметр Ω_* в уравнении (74)), которая, в свою очередь, также зависит от спектрального класса [176]. Эти обстоятельства существенно расширяют набор возможных вариантов параметров моделей.

На рисунке 32 показана начальная (без учёта истечений из оболочки) структура магнитного поля в окрестности горячего юпитера HD 209458b, для которого мы проводили численное моделирование. Параметры магнитного поля (величина поля и ориентация магнитной оси) планеты соответствуют тем, что были заданы в описанных ниже расчётах. На рисунке 32 изображено распределение магнитных силовых линий для случая $B_* = 10^{-3}$ Гс, что соответствует относительно слабому полю ветра. Звезда находится слева, а планета справа. Звезда обозначена заполненным цветом кольцом. При этом внутренний радиус кольца соответствует поверхности звезды, а внешний радиус — поверхности короны. Радиус короны примерно в три раза превосходит радиус звезды. Жирная сплошная линия обозначает границу полости Роша. Магнитные силовые линии показаны сплошными линиями со стрелками. Нетрудно видеть, что магнитное поле можно чётко разделить на четыре магнитные зоны, которые помечены соответствующими цифрами. Зона 1 определяется открытыми силовыми линиями звезды — магнитные линии начинаются на

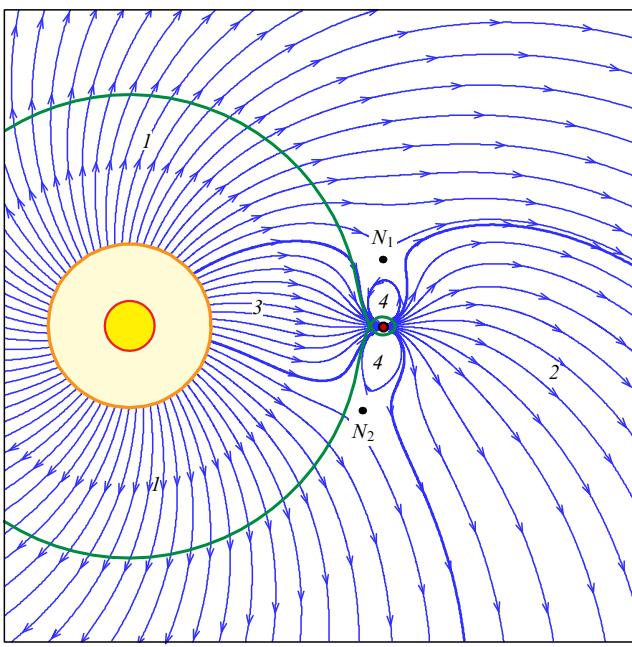


Рис. 32. (В цвете онлайн.) Начальное распределение магнитного поля в экваториальной плоскости для случая $B_* = 10^{-3}$ Гс. Сплошной жирной линией показана полость Роша. Звезда обозначена заполненным цветом кольцом, внутренний радиус которого соответствует радиусу звезды, а внешний радиус — радиусу короны. Цифрами обозначены четыре магнитные зоны. Нейтральные точки отмечены символами N_1 и N_2 .

поверхности звезды и уходят на бесконечность. Зона 2 определяется соответствующими открытыми магнитными силовыми линиями планеты. В зоне 3 магнитные линии являются общими для звезды и планеты, они начинаются на поверхности звезды и заканчиваются на поверхности планеты. Наконец, зона 4 состоит из замкнутых линий планеты. В нейтральных точках направление магнитного поля оказывается неопределенным. В экваториальной плоскости эти точки обозначены через N_1 и N_2 . В пространстве множество этих точек формирует нейтральную линию, близкую к окружности, форма которой определяется ориентацией магнитной оси планеты.

Большая полуось орбиты Меркурия равна 0,38 а.е. = $= 82R_\odot$. С учётом вышеприведённых оценок для альвеновского радиуса r_A это означает, что все планеты Солнечной системы находятся в сверхальвеновской зоне солнечного ветра. Звуковая точка, где скорость ветра сравнивается со скоростью звука, в солнечном ветре находится ещё ближе к Солнцу, на расстоянии примерно 0,037 а.е. = $8R_\odot$. Отсюда следует, что магнитосфера (если они имеются) всех планет в Солнечной системе имеют схожую структуру, подобную структуре магнитосферы Земли. Они характеризуются следующим набором основных элементов: головная ударная волна, переходная область, магнитопауза, радиационные пояса, магнитосферный хвост.

В случае горячих Юпитеров из-за их близости к родительской звезде структура магнитосферы может быть совершенно иной. Для анализа возможных ситуаций мы обработали актуальные данные для выборки из 210 горячих Юпитеров, взятых из базы данных сайта <http://www.exoplanet.eu>. Выборка осуществлялась по массам планет (масса планеты $M_{\text{pl}} > 0,5M_{\text{Jup}}$, где M_{Jup} — масса Юпитера), орбитальному периоду ($P_{\text{orb}} < 10$ дней) и большой полуоси орбиты ($A < 10R_\odot$). Кроме того, оставлялись только те планеты, для которых известны все необходимые данные.

В качестве модели звёздного ветра в непосредственной окрестности Солнца на расстояниях $1R_\odot < r < 10R_\odot$ использовались результаты расчётов, выполненных в работе [77]. По полученным профилям плотности $\rho(r)$ и радиальной скорости $v_r(r)$ для каждого горячего Юпитера из выборки вычислялись динамическое давление ветра на орбите планеты

$$P_{\text{dyn}} = \rho(A)v_r^2(A) \quad (78)$$

и магнитное давление

$$P_{\text{mag}} = \frac{B_r^2(A)}{8\pi}, \quad (79)$$

где величина радиального поля рассчитывалась по формуле $B_r(A) = B_*(R_\odot/A)^2$ с параметром $B_* = 1$ Гс. Полученное распределение горячих Юпитеров на двумерной диаграмме $P_{\text{mag}} - P_{\text{dyn}}$ представлено на рис. 33а.

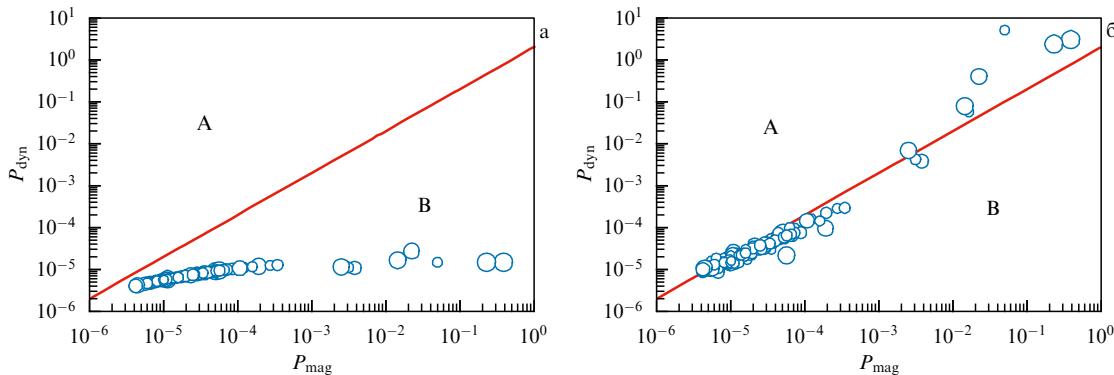


Рис. 33. (В цвете онлайн.) Распределение горячих Юпитеров на двумерной диаграмме $P_{\text{mag}} - P_{\text{dyn}}$. (а) Альвеновские числа Маха рассчитаны с учётом только скорости ветра. (б) Учтены орбитальные скорости планет. Параметры планет взяты из базы данных сайта <http://www.exoplanet.eu>. Использованы данные для 210 горячих Юпитеров. Положениям планет отвечают центры кружков. Размеры кружков в логарифмическом масштабе соответствуют массам планет. Сплошная линия показывает положение альвеновской точки солнечного ветра. А — сверхальвеновская зона, В — субальвеновская зона.

Положениям планет отвечают центры кружков, размеры которых в логарифмическом масштабе определяются массой M_{pl} . Сплошная линия показывает положение альвеновской точки солнечного ветра, которой соответствует простое соотношение $P_{\text{dyn}} = 2P_{\text{mag}}$.

Как видно из полученного распределения, все горячие юпитеры из данной выборки оказались в субальвеновской зоне звёздного ветра. Однако в системе отсчёта, связанной с движущейся по орбите планетой, характер обтекания определяется не только скоростью ветра, но и орбитальной скоростью планеты. С учётом орбитальной скорости динамическое давление принимает вид

$$P_{\text{dyn}} = \rho(A) \left[v_r^2(A) + \frac{G(M_* + M_{\text{pl}})}{A} \right]. \quad (80)$$

Заметим, что орбитальная скорость планеты зависит не только от радиуса орбиты, но и от массы планеты. Соответствующая диаграмма показана на рис. 33б. Учёт орбитальной скорости существенно сдвигает на диаграмме всю последовательность вверх в сторону сверхальвеновской зоны ветра. Отметим, что большинство планет на этой диаграмме образуют некоторую регулярную последовательность (нижний левый угол диаграммы). Эти планеты расположены достаточно далеко от звезды, где зависимости плотности и скорости ветра от радиуса хорошо описываются степенными законами. Близкие к звезде планеты разбросаны на диаграмме весьма хаотично. Для этих планет величина динамического давления ветра (80) определяется в основном их орбитальной скоростью.

Поскольку для горячих юпитеров, орбиты которых расположены в субальвеновской зоне, альвеновское число Маха $\lambda = v_r/u_A$ оказывается меньше единицы, то отношение v_r/u_F , где u_F — быстрая магнитозвуковая скорость, также будет меньше единицы, так как, очевидно, что $u_F > u_A$ и, следовательно, отношение $v_r/u_F < v_r/u_A$. Иными словами, в окрестности такого горячего юпитера скорость звёздного ветра будет меньше быстрой магнитозвуковой скорости. В чистой газодинамике этот случай соответствует дозвуковому обтеканию тела, при котором головная ударная волна не формируется. Таким образом, мы приходим к следующему выводу: обтекание такого горячего юпитера звёздным ветром должно быть безударным [143]. В структуре магнитосферы горячего юпитера головная ударная волна должна отсутствовать.

Следует иметь в виду, что данное распределение получено для солнечного ветра в модели спокойного Солнца. При этом мы считали, что среднее значение магнитного поля на поверхности Солнца составляет 1 Гс. Даже для Солнца в течение его цикла активности положение горячих юпитеров на рис. 33б по отношению к альвеновской точке может измениться как в ту, так и в другую сторону. В реальности каждая планета из нашей выборки обтекается не солнечным ветром, а звёздным ветром родительской звезды. Параметры этого ветра могут существенно отличаться от солнечного. Это означает, что режим обтекания атмосферы планеты звёздным ветром необходимо исследовать отдельно в каждом конкретном случае с учётом индивидуальных особенностей планеты и родительской звезды.

Как уже отмечалось выше, под *ионосферной оболочкой* будем понимать верхние слои атмосферы горячего

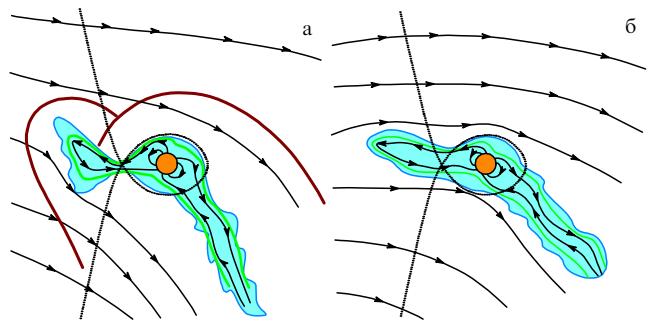


Рис. 34. (В цвете онлайн.) Схематическое изображение структуры ударной наведённой магнитосферы (а) и безударной наведённой магнитосферы (б) в случае открытой ионосферной оболочки горячего юпитера. Линии со стрелками соответствуют магнитным силовым линиям. Пунктирная линия показывает границу полости Роша. Цветная область соответствует газовой оболочке планеты. Показаны положения ударной волны (внешняя сплошная линия) и магнитопаузы (внутренняя сплошная линия).

юпитера, которые состоят из почти полностью ионизованного газа [103]. Замкнутая ионосферная оболочка соответствует случаю, когда атмосфера горячего юпитера целиком располагается внутри его полости Роша. Открытая ионосферная оболочка соответствует случаю, когда горячий юпитер переполняет свою полость Роша, в результате чего формируются планетные истечения из окрестностей точек Лагранжа L_1 и L_2 . Поскольку собственное магнитное поле горячих юпитеров является достаточно слабым, то магнитопауза располагается внутри ионосферной оболочки. В такой ситуации наиболее вероятными типами магнитосфер горячих юпитеров являются *ударная наведённая магнитосфера* (рис. 34а) и *безударная наведённая магнитосфера* (рис. 34б).

Наведённая или индуцированная магнитосфера [142] формируется токами, которые возбуждаются в верхних слоях ионосферы. Наведённые в ионосфере токи частично экранируют магнитное поле ветра. Магнитные линии получающегося поля обволакивают ионосферу планеты, формируя своеобразный магнитный барьер, или ионопаузу. Головная ударная волна образуется непосредственно перед этим барьером. На ночной стороне формируется магнитосферный хвост, который может частично наполняться плазмой из ионосферы. В отличие от собственной магнитосферы (как у Земли или Юпитера), ориентация магнитного поля в наведённой магнитосфере полностью определяется полем ветра. В результате вся структура магнитосферы будет отслеживать направление на звезду при движении планеты по своей орбите. В Солнечной системе эта ситуация для случая замкнутой ионосферной оболочки соответствует магнитосфере Венеры и в некотором смысле Марса. Наведённые магнитосферы с открытыми ионосферными оболочками могут формироваться у комет, приближающихся близко к Солнцу.

Любопытная ситуация может возникать в промежуточном случае ("серая" зона), когда орбита горячего юпитера располагается вблизи альвеновской точки. В частности, в этом случае сама планета может находиться в суб- или в сверхальвеновской зоне ветра, в то время как истекающая ионосферная оболочка из-за её достаточно большой протяжённости может пересекать альвеновскую точку и частично перетекать в противопо-

ложную зону ветра. Для горячих юпитеров этот случай может оказаться достаточно распространённым, поскольку подавляющее большинство из них как раз располагается близко к альвеновской точке.

Проведённый анализ позволяет сделать вывод о том, что в окрестности практически всех известных на сегодняшний день горячих юпитеров скорость звёздного ветра оказывается близкой к альвеновской скорости. При этом многие из них могут оказываться даже в субальвеновской зоне, в которой магнитное давление звёздного ветра превышает его динамическое давление. Это означает, что при исследовании процесса обтекания звёздным ветром ионосферной оболочки горячего юпитера магнитное поле ветра является важным фактором, учёт которого совершенно необходим как при построении теоретических моделей, так и при интерпретации наблюдательных данных.

Стационарная структура собственной магнитосферы (ударной или безударной) определяется полным магнитным полем всех источников внутри неё. Основными источниками являются собственное поле планеты (например, дипольное), поле индуцированных токов на магнитопаузе и поле системы токов магнитосферного хвоста. У планет-гигантов Солнечной системы (в первую очередь, у Юпитера и в меньшей степени у Сатурна) имеется ещё один характерный элемент магнитосферы — так называемый магнитодиск [141], который представляет собой тонкий (порядка 30 км у Юпитера) токовый слой вблизи экваториальной плоскости магнитосферы. Магнитодиск создаёт существенное дополнительное магнитное поле, обусловленное как системой его собственных токов, так и наведёнными токами экранирования. Так, например, эффективный дипольный момент магнитодиска Юпитера превышает собственный магнитный момент планеты в 2,6 раза. При этом магнитодиск расположен на характерных расстояниях от $18R_{\text{jup}}$ до $92R_{\text{jup}}$.

Для формирования магнитодиска необходимо одновременное присутствие двух факторов: быстрое вращение планеты и источник дополнительной плазмы внутри магнитосферы. В системе Юпитера источником магнитосферной плазмы является спутник Ио. Благодаря его вулканической активности в магнитосферу попадает огромное количество нейтрального газа, ионизация которого приводит к образованию плазмы, состоящей в основном из ионов водорода, кислорода и серы. Центробежная сила, обусловленная вращением планеты, заставляет плазму двигаться от планеты вдоль магнитных силовых линий. В результате плазма концентрируется вблизи экваториальной плоскости магнитосферы, формируя вследствие искажения магнитных линий тонкий токовый слой — магнитодиск. В работе [177] отмечено, что магнитодиски могут формироваться и в магнитосферах горячих юпитеров. При этом источником плазмы для такого магнитодиска может служить сама расширяющаяся ионосферная оболочка горячего юпитера.

Выделим альвеновскую поверхность, которая определяется балансом кинетической (вращательной) энергии истекающей плазмы и энергии собственного (дипольного) магнитного поля планеты. Внутри альвеновской поверхности энергия дипольного магнитного поля велика, и поэтому плазма вращается практически твердотельно вместе с магнитными силовыми линиями. Сами магнитные линии при этом не искажаются. Неко-

торые магнитные силовые линии, расположенные вблизи экваториальной плоскости, не выходят за пределы альвеновской поверхности. Следовательно, плазма, движущаяся вдоль этих линий, всегда будет оставаться внутри данной области, совершая твердотельное вращение вместе с магнитным полем. Такая область называется "мёртвой зоной" [178].

Плазма, движущаяся вдоль магнитных линий, пересекающих альвеновскую поверхность, может покидать указанную внутреннюю область магнитосферы. За пределами альвеновской поверхности энергия магнитного поля становится меньше кинетической энергии плазмы. Поэтому плазма начинает ускоряться за счёт центробежной силы, а её движение будет приводить к существенному искажению исходного дипольного магнитного поля. В результате такого движения плазма расширяющейся ионосферной оболочки будет приближаться к плоскости экватора и, соответственно, стягивать к этой плоскости силовые линии магнитного поля планеты. В результате здесь будет формироваться тонкий токовый слой, поскольку линии поля будут иметь противоположное направление сверху и снизу экваториальной плоскости. Из ионосферной плазмы сформируется магнитодиск, электрические токи в котором генерируют дополнительное магнитное поле внутри магнитосферы [179]. Анализ показывает, что, как правило, эффективный магнитный момент магнитодиска превышает собственный магнитный момент планеты [177]. Отметим, что механизм формирования магнитодиска, вообще говоря, не связан с наличием или отсутствием головной ударной волны. Поэтому данный элемент может присутствовать как в ударных, так и в безударных магнитосферах горячих юпитеров.

На рисунках 35 и 36 представлены результаты трёхмерного численного моделирования структуры течения в окрестности горячего юпитера HD 209458b [180]. Для расчётов использовалась численная модель, описанная в работе [140]. Основные параметры модели соответствовали значениям, описанным выше. Магнитное поле ветра задавалось по формулам (74) и (76). Расчёты проводились для двух моделей, соответствующих случаям слабого и сильного магнитного поля звёздного ветра. Среднее магнитное поле на поверхности звезды задавалось равным $B_* = 0,5$ Гс для первой модели (сильное поле) и $B_* = 0,01$ Гс для второй модели (слабое поле). С учётом того, что радиус звезды немного превышает радиус Солнца, величина поля в первой модели практически соответствует среднему магнитному полю на поверхности Солнца, если сравнивать соответствующие магнитные моменты звёзд.

В расчётах мы учитывали также собственное магнитное поле планеты (70). При этом мы предполагали, что значение магнитного момента горячего юпитера HD 209458b $\mu = 0,1\mu_{\text{jup}}$, где μ_{jup} — магнитный момент Юпитера. Ось магнитного диполя была наклонена на 30° к оси вращения планеты в противоположную от звезды сторону. В модели, как и ранее, предполагалось, что собственное вращение планеты синхронизовано с орбитальным вращением, а ось собственного вращения коллинеарна оси орбитального вращения.

В первой модели (сильное поле) реализуется субальвеновский режим обтекания. Как видно из рис. 35, в этом случае процесс взаимодействия звёздного ветра с ионосферной оболочкой планеты носит безударный характер.

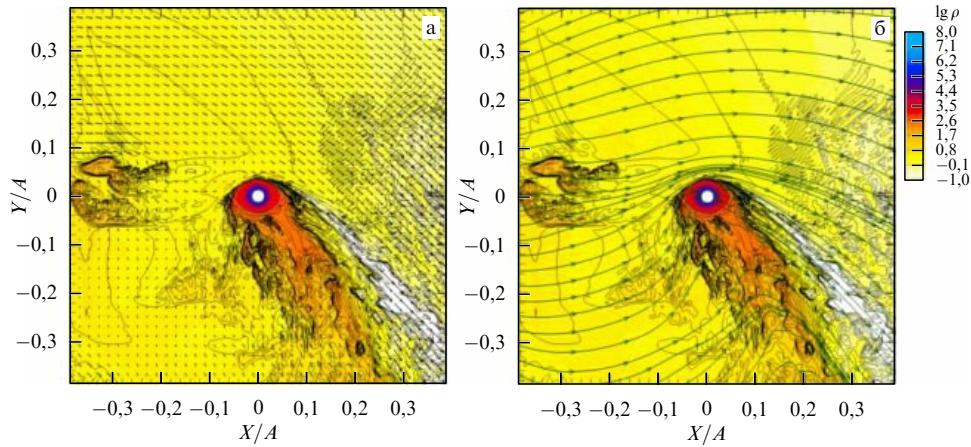


Рис. 35. (В цвете онлайн.) Распределение плотности (градация цвета и изолинии), (а) скорости и (б) магнитного поля (линии со стрелками) в плоскости орбиты горячего юпитера. Решение представлено для модели с сильным полем звёздного ветра ($B_* = 0,5 \text{ Гс}$) на момент времени $0,5P_{\text{orb}}$ от начала счёта. Тонкой светлой линией показана граница полости Роша. Окружность соответствует фотометрическому радиусу планеты.

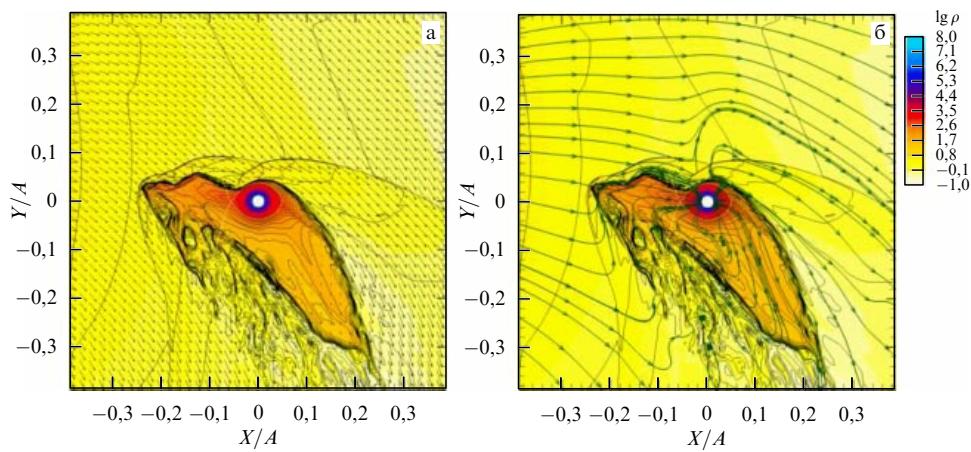


Рис. 36. (В цвете онлайн.) Распределение плотности (градация цвета и изолинии), (а) скорости и (б) магнитного поля (линии со стрелками) в плоскости орбиты горячего юпитера. Решение представлено для модели со слабым полем звёздного ветра ($B_* = 0,01 \text{ Гс}$) на момент времени $0,26P_{\text{orb}}$ от начала счёта. Тонкой светлой линией показана граница полости Роша. Окружность соответствует фотометрическому радиусу планеты.

Отошедшая ударная волна не формируется ни вокруг атмосферы планеты, ни вокруг выброшенного из точки L_1 вещества. Это хорошо видно по распределениям плотности и скорости (рис. 35а). Магнитное поле ветра оказывается настолько сильным, что оно препятствует свободному движению плазмы в поперечном к силовым линиям направлении. Поэтому выброшенное вещество движется в сторону звезды преимущественно вдоль магнитных силовых линий поля ветра (рис. 35б). Следовательно, можно сказать, что в данном процессе электромагнитная сила, обусловленная магнитным полем ветра, играет важную роль, сравнимую с ролью гравитации звезды, центробежной силы и силы Кориолиса.

Во второй модели (слабое поле) реализуется сверхальвеновский режим обтекания. В результате взаимодействия звёздного ветра с ионосферной оболочкой планеты формируется отошедшая ударная волна (см. рис. 36). Можно сказать, что эта ударная волна состоит из двух отдельных ударных волн, одна из которых возникает при взаимодействии ветра непосредственно с атмосферой планеты, а другая — при взаимодействии с веществом струи из внутренней точки Лагранжа L_1 . Внутри полости Роша планеты магнитное поле сохраняет дипольную структуру. Однако в потоках, фор-

мирующихся на дневной и ночной сторонах, магнитные силовые линии исходного дипольного поля сильно вытягиваются и искажаются. Поскольку в данном варианте магнитное поле звёздного ветра является слабым и не играет какой-либо существенной динамической роли, картина течения соответствует чисто газодинамическому случаю, описанному в работах [28, 29].

4.3. Субальвеновский режим обтекания

Субальвеновский режим обтекания звёздным ветром оболочки горячего юпитера имеет интересные особенности. Как показывает анализ проведённых нами расчётов (см. рис. 35), в этом режиме обнаруживается новый тип оболочек горячих юпитеров, так как под влиянием сильного магнитного поля звёздного ветра вещество из внутренней точки Лагранжа движется не вдоль баллистической траектории, а вдоль силовых линий магнитного поля ветра. Очевидно, что наблюдательные проявления таких оболочек должны иметь важные отличия в сравнении с оболочками, формирующими в сверхальвеновском режиме обтекания.

Структура течения в субальвеновском режиме обтекания (магнитное поле на поверхности звезды $B_* = 0,5 \text{ Гс}$) на момент времени $t = 0,5P_{\text{orb}}$ от начала счёта показана

на рис. 35. К этому моменту времени сформировался развитый турбулентный магнитосферный хвост на ночной стороне планеты. Полноту сформировалась магнитопауза. Процесс взаимодействия звёздного ветра с ионосферной оболочкой, вытекающей из окрестности внутренней точки Лагранжа L_1 , имеет безударный характер. Отшедшая ударная волна не формируется ни вокруг атмосферы планеты, ни вокруг выброшенного из точки L_1 вещества. Согласно классификации, предложенной нами в работе [140], формирующаяся магнитосфера относится к типу наведённых безударных магнитосфер с открытой ионосферной оболочкой.

В области ветра в окрестности планеты можно обнаружить наличие флуктуаций волнового характера плотности (а также других магнитогидродинамических величин). В наших моделях они возникают в случаях субальвеновского режима обтекания, в то время как при моделировании структуры течения в сверхальвеновском режиме обтекания эти флуктуации не возникают [140, 150, 151]. Их появление можно объяснить следующим образом. Скорости альвеновских волн, распространяющихся в радиальном направлении в плазме звёздного ветра, равны $v_r + u_A$ и $v_r - u_A$. Волны первого типа бегут вдоль магнитного поля в прямом направлении, а волны второго типа — в обратном. В сверхальвеновской зоне звёздного ветра $v_r > u_A$ и, следовательно, скорости альвеновских волн обоих типов оказываются положительными. Поэтому любые флуктуации, возникающие в звёздном ветре, будут вынесены движущейся плазмой из расчётной области. В субальвеновской зоне звёздного ветра $v_r < u_A$, поэтому $v_r + u_A > 0$ и $v_r - u_A < 0$. Иными словами, одни альвеновские волны будут по-прежнему распространяться наружу, а другие, наоборот, внутрь. Учтём также, что в данных процессах могут участвовать и магнитозвуковые волны. Взаимодействие таких волн друг с другом вследствие нелинейных эффектов, по-видимому, и приводит к появлению указанных флуктуаций плотности.

Магнитное поле ветра оказывается настолько сильным, что препятствует свободному движению плазмы ионосферной оболочки в поперечном к силовым линиям направлении. Вещество оболочки движется преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля звёздного ветра. Это означает, что в данном случае в процессе расширения ионосферной оболочки горячего Юпитера электромагнитная сила, обусловленная магнитным полем ветра, сравнима по величине с силой гравитации звезды, центробежной силой и силой Кориолиса. Магнитное поле ветра потоками вещества из ионосферной оболочки планеты частично искажается, но в целом сохраняет свою первоначальную структуру.

В орбитальной плоскости происходит фрагментация потока с разделением его на отдельные сгустки. Сама оболочка к концу расчёта достигает левой границы расчётной области. В плоскости орбиты видимым остается только передний фронт потока этого вещества. Однако, как показывает анализ трёхмерной структуры течения, основная часть вещества в потоке оказалась сосредоточенной ниже орбитальной плоскости. Такой вывод можно сделать на основе рис. 37, на котором представлена трёхмерная структура течения на тот же момент времени ($t = 0,5P_{\text{orb}}$). Распределение десятичного логарифма плотности показано как в орбитальной плоскости планеты (градация цвета и изолинии) в со-

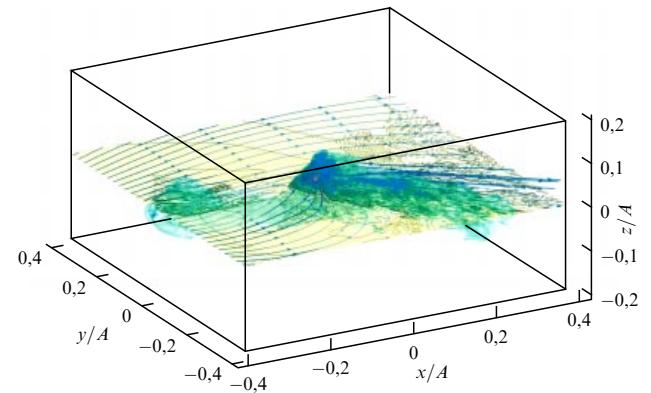


Рис. 37. (В цвете онлайн.) Распределение десятичного логарифма плотности (градация цвета и изолинии в орбитальной плоскости, а также изоповерхности в пространстве) и магнитного поля (трёхмерные линии со стрелками) в расчётной области в момент времени $t = 0,5P_{\text{orb}}$ от начала счёта.

ответствии с рис. 35, так и с помощью изоповерхностей в пространстве. Трёхмерные линии со стрелками определяют силовые линии магнитного поля, начинающиеся в орбитальной плоскости с левого края расчётной области.

Такую несимметричную относительно плоскости орбиты конфигурацию можно объяснить геометрией магнитного поля в направлении потока вещества. На рисунке 35 магнитные силовые линии показывают структуру двумерного (в плоскости $z = 0$) поля ($B_x(x, y, 0)$, $B_y(x, y, 0)$). На самом деле из-за наклона диполя планеты её южный магнитный полюс находится ниже орбитальной плоскости. Поэтому магнитные линии, идущие от звезды, замыкаются на поверхности планеты под орбитальной плоскостью (см. рис. 37). В результате вещество оболочки, двигаясь в сторону звезды вдоль магнитных линий, должно немного отклоняться вниз от орбитальной плоскости планеты.

Интересно также отметить, что перед планетой в направлении её орбитального движения формируется магнитный барьер. Он проявляется как вытянутая область сгущения силовых линий магнитного поля (см. рис. 35). Внутри этой области индукция магнитного поля увеличивается. Возникновение магнитного барьера связано с наведённым полем, которое генерируется за счёт процессов взаимодействия магнитного поля ветра с ионосферной оболочкой планеты. Ещё раз подчеркнём, что на всех представленных рисунках процесс обтекания планеты звёздным ветром носит безударный характер. Ударные волны не формируются ни вокруг атмосферы планеты, ни вокруг истекающего из внутренней точки Лагранжа L_1 потока вещества.

Протяжённая ионосферная оболочка горячего Юпитера, формирующаяся в условиях субальвеновского режима обтекания планеты звёздным ветром, принципиально отличается по своей структуре от соответствующей оболочки, формирующейся как в чисто газодинамическом случае [28, 29], так и в условиях сверхальвеновского режима обтекания [148, 151]. Это отличие схематически продемонстрировано на рис. 38, на котором изображены звезда (заполненное цветом кольцо, внутренний радиус которого соответствует радиусу самой звезды, а внешний радиус — радиусу её короны), планета (закрашенный круг) и её протяжённая ионосферная

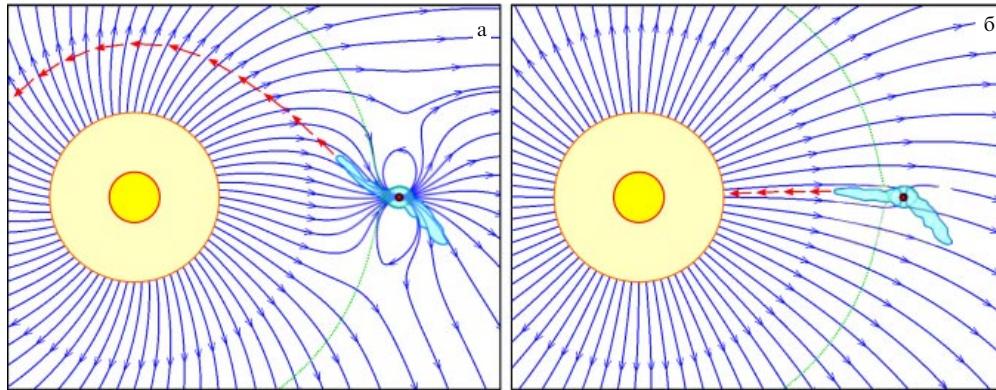


Рис. 38. (В цвете онлайн.) Схематическая структура квазизамкнутой оболочки горячего юпитера в случае слабого (а) и сильного (б) магнитного поля ветра. Звезда обозначена заполненным цветом кольцом, внутренний радиус которого соответствует радиусу звезды, а внешний радиус — радиусу короны. Планета обозначена заполненным цветом малым кругом. Заполненная голубым цветом область соответствует ионосферной (газовой) оболочке планеты. Стрелками показано направление потока вещества из открытой ионосферной (газовой) оболочки планеты. Пунктирной зелёной линией показана полость Роша.

оболочка (заполненная голубым цветом область). Пунктирной зелёной линией показана граница полости Роша в плоскости орбиты планеты. Стрелки указывают направление потока вещества из открытой ионосферной (газовой) оболочки. В случае слабого поля ветра (чисто газодинамический случай или сверхальвеновский режим обтекания) ионосферная (газовая) оболочка вытягивается вдоль баллистической траектории, начинаящейся из внутренней точки Лагранжа L_1 . Если оболочка оказывается открытой, то поток вещества продолжает двигаться вдоль баллистической траектории и, по-видимому, должен формировать некоторую кольцеобразную структуру вокруг звезды. Этую ситуацию поясняет рис. 38а.

В случае сильного магнитного поля ветра (субальвеновский режим обтекания) ионосферная оболочка вытягивается из внутренней точки Лагранжа L_1 вдоль силовых линий магнитного поля звёздного ветра. Поскольку в этом случае в окрестности планеты поле ветра почти радиальное, то получается, что вещество оболочки движется непосредственно к звезде. Если оболочка оказывается открытой, то поток вещества, продолжая двигаться вдоль такой траектории, попадает сразу на звезду. Этую ситуацию поясняет рис. 38б. Таким образом, можно сказать, что в случае сильного магнитного поля ветра (субальвеновский режим обтекания) мы имеем некоторый новый тип ионосферной оболочки, дополняющий классификацию оболочек, описанную в работах [28, 29] на основе результатов чисто газодинамического моделирования. Для того чтобы различать эти два типа оболочек, можно назвать их соответственно *сверхальвеновскими квазизамкнутыми (открытыми) оболочками* (рис. 38а) и *субальвеновскими квазизамкнутыми (открытыми) оболочками* (рис. 38б).

Как уже указывалось выше, в настоящее время наблюдательными подтверждениями существования протяжённых оболочек у горячих юпитеров считается регистрация избыточного поглощения излучения в ближнем ультрафиолетовом диапазоне во время прохождения планет по диску родительской звезды (транзит). При этом ослабление потока происходит как перед основным затмением (ингресс), так и после него (постгресс) (см., например, [17]). Очевидно, что различная структура

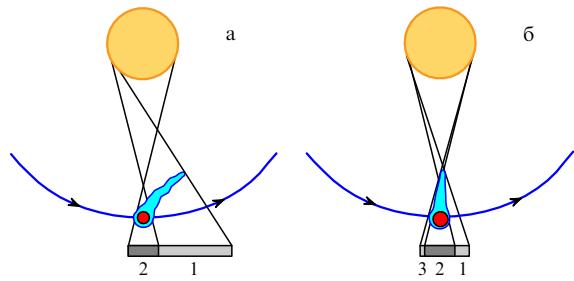


Рис. 39. (В цвете онлайн.) Схема, демонстрирующая различия в наблюдательных проявлениях квазизамкнутой оболочки горячего юпитера в случае слабого (а) и сильного (б) магнитного поля ветра. Стрелками указано направление движения планеты по орбите. Звезда и планета показаны большим и малым цветными кружками. В нижней части рисунка серыми прямоугольниками указаны фазы затмения. 1 — стадия избыточного поглощения излучения звезды оболочкой горячего юпитера перед основным затмением (ингресс), 2 — основная фаза затмения, 3 — стадия избыточного поглощения оболочкой горячего юпитера после основного затмения (постгресс).

квазизамкнутых (открытых) оболочек горячих юпитеров в случаях сверхальвеновского и субальвеновского режимов обтекания должна проявляться в подобных наблюдениях по-разному. На рисунке 39 мы схематически изобразили возможные различия в наблюдательных проявлениях оболочек этих двух типов. Звезда и планета показаны большим и малым цветными кружками, а стрелки указывают направление движения планеты по орбите. В нижней части рисунка серые прямоугольники соответствуют различным fazам затмения. Основная фаза затмения (транзит) обозначена цифрой 2. В случае слабого магнитного поля (рис. 39а) протяжённая оболочка горячего юпитера, вещество в которой вытягивается вдоль баллистической траектории, должна давать избыточное поглощение до начала транзита (ингресс, обозначен цифрой 1). После окончания транзита эта оболочка уже не касается диска звезды и не приводит к дополнительному поглощению. Однако в этом случае некоторое избыточное поглощение излучения звезды в ультрафиолетовом диапазоне может давать магнитосферный хвост планеты.

В случае сильного магнитного поля (рис. 39б) протяжённая оболочка горячего Юпитера, вещества в которой вытягивается по направлению к звезде вдоль магнитных линий, должна давать избыточное поглощение как до начала транзита (ингресс, цифра 1), так и после него (постгресс, цифра 3), причём длительность этих стадий должна быть почти одинаковой. Отклонения от строгой симметрии (длительность стадии постгресса немного меньше, чем стадии ингресса) обусловлены влиянием на динамику вещества оболочки сил инерции, а также наличием азимутальной компоненты магнитного поля. Кроме того, как и в предыдущем случае, магнитосферный хвост также может приводить к некоторому дополнительному избыточному поглощению излучения звезды после транзита планеты.

С точки зрения полученных результатов можно обратить внимание на интересные наблюдательные особенности транзитов некоторых тёплых нептунов. Например, в работе [181] проведено моделирование транзита GJ436b в линии Ly- α . Полученные глубина транзита и параметры кривой блеска на стадии ингресса хорошо согласуются с наблюдениями. Однако посттранзит оказался слишком затянутым по сравнению с наблюдением. Авторы этой работы указывают, что одной из причин такого несоответствия может быть магнитное поле ветра. Другой тёплый нептун GJ3470b (см., например, [182]) демонстрирует ещё более короткий посттранзит, хотя планета, судя по всему, должна иметь большой хвост планетарного вещества, тянувшийся вдоль орбиты. Таким образом, можно сказать, что использование модели, описанной в нашей работе, открывает дополнительные возможности для диагностики параметров звёздного ветра от родительских звёзд горячих Юпитеров. В частности, это может дать новую важную информацию о свойствах магнитных полей звёздного ветра.

4.4. Развитие МГД моделей: необходимые шаги

В наших первых работах для моделирования структуры протяжённых оболочек горячих Юпитеров использовался чисто газодинамический подход [28, 29]. Однако анализ, представленный в данном разделе, приводит к выводу, что этого недостаточно. Более корректная модель должна включать магнитное поле. При этом она должна учитывать не только собственное магнитное поле планеты, но и магнитное поле ветра. Результаты приведённых выше расчётов показывают, что учёт магнитного поля может существенным образом влиять не только на саму структуру протяжённых оболочек горячих Юпитеров (что является важным для интерпретации наблюдений), но и на долговременную эволюцию таких экзопланет.

В связи с этим представляется целесообразным дальнейшее развитие МГД моделей с целью включения в них дополнительных эффектов. Прежде всего необходимо отметить, что в нашей численной модели не учитывалась магнитная вязкость. Однако в некоторых областях течения процессы диффузии магнитного поля могут играть важную роль. В частности, диффузия магнитного поля бомовского типа [183], когда коэффициент магнитной вязкости

$$\eta_B = \frac{1}{16} \frac{ckT}{eB}, \quad (81)$$

где c — скорость света, e — элементарный заряд, может развиваться на дневной стороне на границе зон с открытыми и замкнутыми линиями поля планеты. Именно в этих местах магнитосфера горячего Юпитера должны происходить интенсивные процессы перезамыкания магнитных линий, как в магнитосфере Земли [141]. Аналогичные процессы должны происходить и в магнитосферном хвосте на ночной стороне. В приведённых выше расчётах за все эти эффекты отвечает численная вязкость, которая определяется используемой разностной схемой и структурой сетки. В дальнейших работах для более корректного учёта подобных процессов мы предполагаем включить в численную модель магнитную вязкость бомовского типа.

В наших численных расчётах обтекания звёздным ветром оболочки горячего Юпитера мы не учитывали возможную секторную структуру магнитного поля ветра (см., например, [169]). Основное внимание было удалено учёту влияния глобальных параметров поля ветра, а также собственного магнитного поля планеты. Однако представляется очевидным, что эффекты, связанные с переходом планеты через токовый слой и сменой полярности магнитного поля, являются безусловно важными, и их необходимо учитывать. В частности, они могут существенно возмущать магнитосферу планеты и, следовательно, приводить к изменению темпа потери массы. При моделировании прохождения планеты через гелиосферный токовый слой, в процессе которого изменяется полярность магнитного поля ветра, необходимо не только задавать некоторую модель токового слоя, но и, по-видимому, учитывать магнитную вязкость.

При учёте магнитного поля звёздного ветра численная модель протяжённой оболочки горячего Юпитера должна быть самосогласованной с ветром. В наших расчётах, как правило, использовалась приближённая модель ветра, в которой его радиальная скорость считалась постоянной в расчётной области. В чисто газодинамическом случае такое приближение себя оправдывает. В случае учёта магнитного поля ветра оно не позволяет корректно вычислять положение альвеновской точки. Особенно сильно это проявляется при моделировании структуры течения в переходной (серой) зоне. В осесимметричном приближении можно использовать МГД модель ветра, описанную в работе [171]. В данном случае расчёт зависимости магнитогидродинамических величин от радиуса (расстояние до звезды) сводится к численному решению системы нелинейных алгебраических уравнений. Попытки расчёта МГД структуры звёздного ветра в окрестности горячего Юпитера HD 209458b в рамках такой модели уже предпринимались нами в работе [152].

Кроме того, остаются неучтёнными глобальные проблемы, связанные с генерацией собственного магнитного поля в атмосфере планеты. Однако для их учёта нужно одновременно считать динамику протяжённой оболочки и атмосферы, что сейчас является неподъёмной задачей. Несмотря на достигнутый нами прогресс в создании моделей оболочек и атмосфер экзопланет, на данный момент все эти модели описывают лишь отдельные процессы, протекающие в исследуемых экзопланетах. Следующим логичным шагом является создание объединённой самосогласованной модели, одновременно описывающей как внутреннюю структуру атмосферы, так и протяжённую оболочку, взаимодействующую со

звёздным ветром. Учёт в аэрономической модели верхней атмосферы экзопланеты (см. раздел 2) надтепловых частиц (атмосферных частиц с избытком кинетической энергии) позволяет самосогласованно рассчитывать основные характеристики атмосферного газа, такие как плотность, температура, химический состав, скорости нагрева и охлаждения, скорости возбуждения атмосферных свечений, темпы тепловой и нетепловой диссипации атмосферы. Сопряжение аэрономической модели с описанной в данном разделе трёхмерной МГД моделью позволит избавиться от необходимости задания искусственных граничных условий при исследовании оболочек, более корректно оценить темпы потери массы горячими экзопланетами, а также оценить их возможные наблюдательные проявления в зависимости от параметров планеты, атмосферы и звезды.

5. Влияние активности звезды на оболочки горячих юпитеров

В предыдущих разделах обсуждалось, что оболочки горячих юпитеров могут простираться далеко за пределы полости Роша планеты, при этом динамическое давление звёздного ветра позволяет такой оболочке сохранять стабильные размеры и положение. Оболочки ГЮ слабо гравитационно связаны с планетой, и даже небольшие вариации параметров излучения звезды и/или звёздного ветра могут привести к значительным изменениям их структуры, а также заметно повлиять на темп потери массы.

С запуском телескопа "Кеплер" началась новая веха в исследованиях вспышек солнечноподобных звёзд, в частности, были впервые вычислены статистические свойства сильных вспышек для звёзд этого типа [184–186]. Оказалось, что в среднем для солнечноподобных звёзд вспышки с энергией 10^{33} эрг, когда XUV интенсивность вырастает на ~ 2 порядка с характерной длительностью в полчаса, происходят раз в 500–600 лет [186]. В то же время была обнаружена звезда солнечного типа, у которой такие вспышки происходят с частотой раз в 100 дней [185]. Очевидно, что столь значимая вспышечная активность должна оказывать существенное влияние на оболочки ГЮ. Более того, даже неактивные звезды позднего типа, такие как Солнце, обладают звёздным ветром, который может испытывать резкие временные изменения. Наиболее сильные возмущения солнечного ветра обусловлены выбросами вещества из солнечной короны — так называемыми корональными выбросами массы (КВМ). В случае солнечных КВМ характерная масса плазмы, выбрасываемой в межпланетную среду, составляет приблизительно 10^{15} г, средняя суммарная энергия около 10^{31} эрг, скорость распространения варьируется в диапазоне $20\text{--}3000$ км s^{-1} , со средним значением порядка 500 км s^{-1} [187, 188]. Средняя скорость и частота солнечных КВМ изменяются в зависимости от цикла солнечной активности. Даже для относительно спокойного Солнца частота КВМ довольно высока и составляет от $\sim 0,5$ в день во время солнечного минимума до ~ 4 в день во время максимума солнечной активности [188].

В этом разделе, базируясь на результатах наших расчётов [79, 189–194], мы последовательно рассмотрим влияние вспышек и КВМ на оболочки ГЮ, уделив внимание изменениям структуры и наблюдательных свойств

оболочки, а также изменениям в их эволюционном статусе.

5.1. Влияние звёздной вспышки на динамическое состояние атмосферы

5.1.1. Одномерная модель. Задача моделирования газодинамического отклика атмосферы на ультрафиолетовую вспышку требует корректного расчёта нагрева и моделирования химических процессов, которые довольно сложно учесть в полной трёхмерной постановке. Для моделирования реакции атмосферы на вспышку нами был применён разработанный ранее одномерный аэрономический код [75, 195]. В данном коде моделируется динамика атмосферы планеты-гиганта с первичной атмосферой вдоль линии, соединяющей центры планеты и звезды, соответствующей точке с максимальным облучением. Код включает в себя расчёт химии с 9 компонентами (H , H_2 , e^- , H^+ , H_2^+ , H_3^+ , He , He^+ и HeH^+) и 19 химическими реакциями между ними. Расчёт поглощения излучения моделируется в диапазонах жёсткого ультрафиолета ($100\text{--}1150$ Å) и мягкого рентгена ($10\text{--}100$ Å), при этом используется подход с разбиением спектра по энергетическим "бинам". В коде также моделируется нагрев надтепловыми и сверхтепловыми фотоэлектронами.

В работах [79, 191] эта модель использовалась для расчёта динамического отклика атмосферы планеты HD 209458b на воздействие вспышки родительской звезды. Расчёты проведены для звёздной сильной вспышки, параметры которой были определены в работах [196, 197]. В расчётах принималось, что в момент начала вспышки экстремальное УФ излучение звезды возрастает в 100 раз и остаётся неизменным в течение 24 мин — всей длительности вспышки.

Как и ожидалось, одним из очевидных результатов воздействия звёздной вспышки на атмосферу горячего юпитера является локальный разогрев атмосферы, сопровождающийся ростом температуры атмосферного газа. Собственно, локальный нагрев атмосферного газа в результате поглощения крайнего УФ излучения звёздной вспышки приводит к динамическому отклику атмосферы, а именно, к образованию двух ударных волн, распространяющихся внутрь и наружу атмосферы горячей экзопланеты. Изменение динамического состояния вследствие воздействия звёздной вспышки показано на рис. 40.

На рисунке 41 показаны изменения значения температуры в пике радиального профиля и высоты пика температуры со времени начала звёздной вспышки. Прерывистыми линиями показаны параметры внутреннего пика, вызванного направленной внутрь атмосферы ударной волной. Отметим, что высота пика температуры (радиальное расстояние) падает на временах меньше 30 мин по мере развития динамического отклика атмосферы на воздействие звёздной вспышки.

Чтобы оценить возможность наблюдательного проявления воздействия звёздной вспышки на верхнюю атмосферу горячей экзопланеты, проведены оценки светимости атмосферы в линии Ly- α . Для этого использованы результаты расчёта гидродинамических характеристик атмосферы (см. рис. 41), позволившие определить в каждой из ячеек расчётной области функции источника как функции Планка при локальной температуре в предположении локального термодинамического равнове-

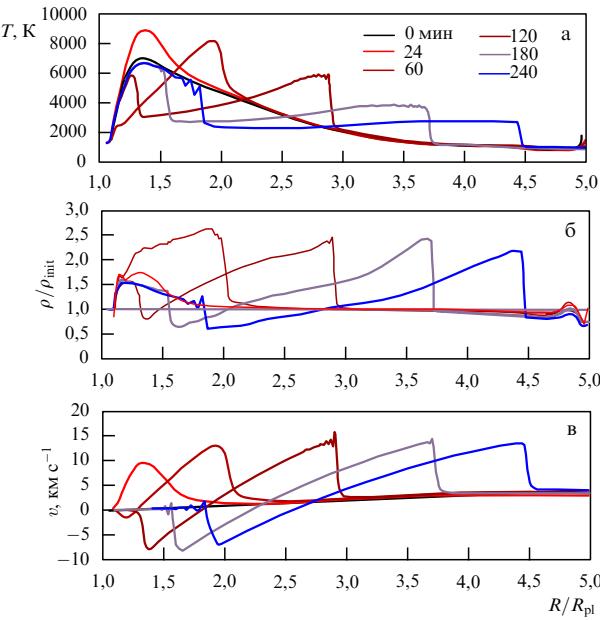


Рис. 40. (В цвете онлайн.) Изменения динамического состояния вследствие воздействия звёздной вспышки. Показаны радиальные профили температуры (а), отношение массовой плотности текущего состояния к плотности газа до вспышки (б) и скорости (в) в атмосфере горячего Юпитера HD 209458b до начала (0 мин), во время звёздной вспышки (24 мин), до момента выхода ударной волны из атмосферы (24–180 мин), а также на стадии релаксации атмосферы (180–240 мин).

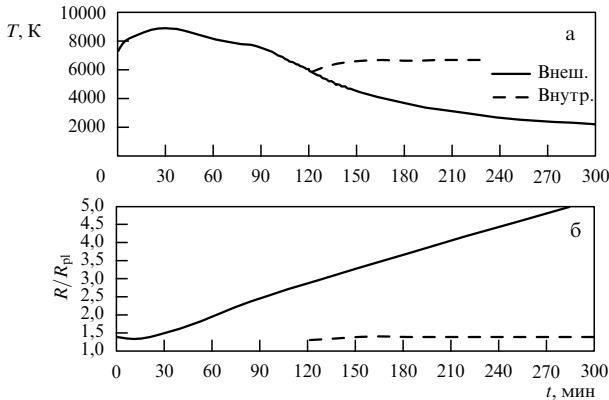


Рис. 41. Изменения значения температуры в пике радиального профиля (а) и высоты пика температуры (б) со временем начала звёздной вспышки.

сия. Далее с учётом радиального распределения атомарного водорода было оценено ослабление атмосферой локальных источников излучения в линии Ly- α , что позволило рассчитать профиль линии Ly- α на внешней границе атмосферы экзопланеты.

На рисунке 42 представлены профили линии Ly- α до, во время и после воздействия звёздной вспышки. Из расчётов следует, что на внешней границе атмосферы горячего Юпитера HD 209458b формируется двугорбый профиль светимости атмосферы в линии Ly- α , причём через 60 и 180 мин после вспышки в профиле линии появляются особенности, отражающие эффекты распространения ударных волн в атмосфере.

На рисунке 43 показано, как изменяется интегральная светимость атмосферы горячего Юпитера HD 209458b в линии Ly- α вследствие динамического отклика атмо-

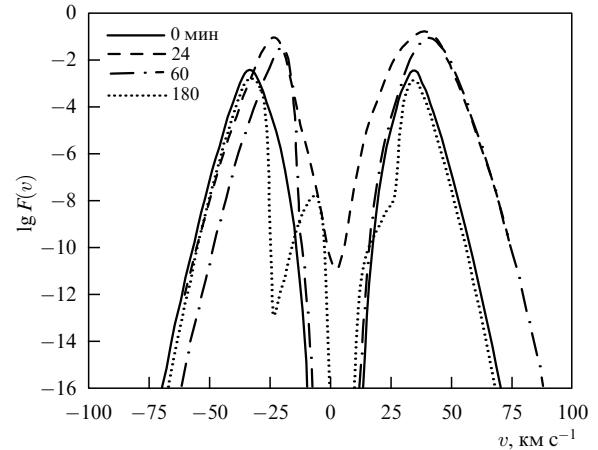


Рис. 42. Профили изменения светимости атмосферы горячего Юпитера HD 209458b в линии Ly- α на внешней границе атмосферы до начала (сплошные линии), во время (штриховая линия) звёздной вспышки и после (60 мин — штрихпунктирная линия; 180 мин — пунктирующая линия) её завершения.

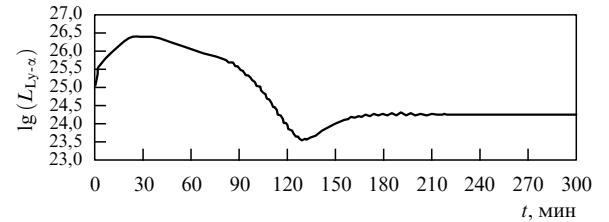


Рис. 43. Изменения интегральной светимости атмосферы горячего Юпитера HD 209458b в линии Ly- α на внешней границе атмосферы до начала, во время звёздной вспышки и после её завершения.

сферы на воздействие звёздной вспышки и после её завершения.

Отметим, что поток энергии в линии Ly- α из атмосферы горячего Юпитера HD 209458b оценивается величиной $\sim 2,0 \times 10^3$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ на временах более 180 мин после звёздной вспышки. В то же время, поток энергии в этой линии от родительской звезды равен $\sim 5,6 \times 10^3$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$. Чтобы сравнить эти потоки энергии в линии Ly- α , необходимо нормировать поток энергии, излучаемой атмосферой HD 209458b, на соотношение поверхностей планеты и родительской звезды, т.е. на фактор $f = (R_{\text{pl}}/R_{\text{star}})^2$, приблизительно равный 10^{-2} . Соответственно, отношение потоков энергии в линии Ly- α от атмосферы горячего Юпитера HD 209458b и от родительской звезды порядка 10^{-5} . Как следует из рис. 43, во время воздействия звёздной вспышки данное соотношение может возрастать на несколько порядков. Так как современные фотоприёмники позволяют детектировать потоки с таким соотношением величин, то возможны наблюдательные проявления ударных волн, характеризующих динамический отклик атмосферы на воздействие звёздной вспышки.

5.1.2. Трёхмерная модель. В работе [193], в рамках трёхмерной газодинамической модели, была рассмотрена дальнейшая судьба вещества, выброшенного из атмосферы в результате нагрева при вспышке.

Вспышка моделировалась как кратковременное увеличение интенсивности излучения в XUV диапазоне (10–1150 Å), при этом вспышкам различной интенсивности соответствуют различные длительности. Так, для вспыш-

ки с увеличением интенсивности в 10 раз её характерная длительность составляет 12 мин. Для вспышек со 100-кратными и 1000-кратными увеличениями интенсивности их характерные времена составляют 24 и 30 мин соответственно. Используемое предположение, что во время вспышки интенсивность излучения увеличивается одинаково для всех длин волн в моделируемом диапазоне, является физически приемлемым приближением в случае водородно-гелиевых оболочек с родительскими звёздами солнечного типа. Другое упрощение, принятое при моделировании, состоит в том, что мы не разрешаем профиль вспышки во времени, считая, что интенсивность излучения увеличивается и остаётся постоянной на время характерной длительности вспышки данной интенсивности. Это предположение не влияет на результаты работы, так как вспышки достаточно короткие, и в течение собственно вспышки атмосфера едва начинает реагировать на нагрев. Как показали тестовые расчёты, для данной задачи, как и для стационарного решения, давление излучения не имеет сколь-либо заметного влияния на решения и может быть опущено, по крайней мере для данной планеты.

При расчётах предполагается, что собственное вращение планеты синхронизировано с её обращением по орбите. Начальное условие взято из работы [29], соответствует замкнутой атмосфере с температурой $T_{\text{atm}} = 7000$ К и плотностью на фотометрическом радиусе $n_{\text{phot}} = 5 \times 10^{10}$ см⁻³. Так как о параметрах звёздного ветра в исследуемой системе ничего не известно, использовались параметры солнечного ветра на удалении, соответствующем орбите горячего юпитера HD 209458b: концентрация составляет $n_{\text{wind}} \sim 10^4$ см⁻³, скорость $v_{\text{wind}} = 100$ км с⁻¹ и температура $T_{\text{wind}} = 7,3 \times 10^5$ К [77]. Темп потери массы для такой стационарной системы составляет $\sim 10^9$ г с⁻¹, преимущественно через вторую точку Лагранжа L₂ [99].

Расчёт проводился на декартовой неравномерной сетке с размерами $40 \times 40 \times 20 R_{\text{pl}}$, сгущённой к центру планеты таким образом, чтобы размер ячейки в области фотометрического радиуса планеты не превышал шкалу высот моделируемой атмосферы. В качестве численной схемы использовалась схема Роя [107], для энтропийной поправки использовалась поправка на основе LLF метода. Также была использована TVD поправка, позволяющая увеличить степень аппроксимации по пространству в областях гладкого решения, при этом не размазывая ударные волны [108].

На рисунке 44 показаны распределения газодинамических величин на высоте $R_{\text{max}} = 1,3R_{\text{pl}}$ в атмосфере планеты, полученные при помощи одномерной аэрономической модели. Данная высота соответствует максимуму температурного профиля стационарной атмосферы. В соответствии с данными, полученными из одномерной модели, температура на внутренней границе R_{max} задавалась следующим образом. На подзвёздной стороне планеты в течение вспышки и последующего времени возвращения к начальным условиям принимались следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} T(t, R_{\text{max}}) &= T_{\text{atm}} + (T_{\text{aer}}(t, R_{\text{max}}) - T_{\text{atm}}) \cos \phi, \\ \rho(t, R_{\text{max}}) &= \rho_{\text{init}} + (\rho_{\text{aer, rel}}(t, R_{\text{max}}) - 1) \rho_{\text{init}} \cos \phi, \quad (82) \\ \mathbf{v}(t, R_{\text{max}}) &= v_{\text{aer}}(t, R_{\text{max}}) \cos \phi \frac{\mathbf{r}}{r}, \end{aligned}$$

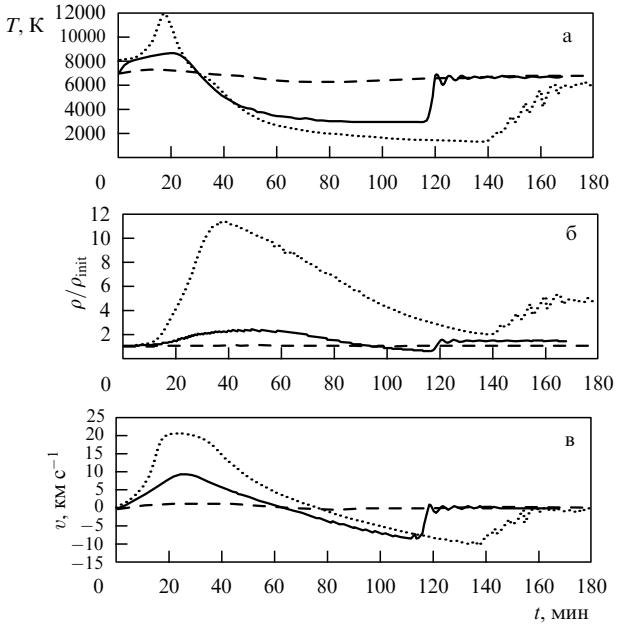


Рис. 44. Изменение газодинамических величин при кратковременном нагреве ультрафиолетовым излучением в зависимости от времени на высоте $R_{\text{max}} = 1,3R_{\text{pl}}$. Данная точка соответствует температурному пику стационарного решения. (а) Температура, (б) относительная плотность, (в) скорость вещества атмосферы на фиксированной высоте. Профили для вспышек с длительностью 12, 24 и 30 мин для слабой (усиление в 10 раз), средней (100 раз) и мощной (1000 раз) вспышек показаны сплошной, штриховой и пунктирной линиями соответственно.

в данной записи через $T_{\text{aer}}(t, r)$, $\rho_{\text{aer, rel}}(t, r)$ и $v_{\text{aer}}(t, r)$ обозначены зависимости температуры, относительной плотности и радиальной скорости вещества для отклика атмосферы на вспышку, полученные из одномерной аэрономической модели и изображённые на рис. 44. Угол ϕ отсчитывается между направлением вектора на исследуемую точку (**r**) и направлением оси x , совпадающей с орбитальной осью системы.

Стоит сразу отметить, что такое задание граничных условий является наиболее простым, если у нас есть расчёт только для подзвёздной точки. Данное распределение не является в достаточной степени физически обоснованным — так, в соответствии с данным распределением, нагрев на терминаторе планеты будет равен нулю, что не соответствует действительности. Существует ряд и других эффектов, например, ветры в нижних слоях атмосферы, которые не учитываются в данной постановке задачи. Однако такое задание граничных условий даёт разумное приближение для трёхмерного моделирования взаимодействия распространяющихся в атмосфере ударных волн с окружающим звёздным ветром.

Хотя характерные длительности моделируемых вспышек не превышают получаса, распространение возмущения в атмосфере длится намного дольше: так, для вспышки средней интенсивности, с учётом того что скорость внешней волны $v_{\text{wave}, 1} = 23$ км с⁻¹, характерное время распространения возмущения до контактного разрыва атмосферы составляет $\tau = 4R_{\text{pl}}/v_{\text{wave}, 1} \sim 5$ ч, где $4R_{\text{pl}}$ — это продольный размер полости Роша для моделируемой планеты. Время же взаимодействия выбрасываемой массы атмосферы со звёздным ветром, в результате чего данное вещество будет снесено от планеты, составляет десятки часов.

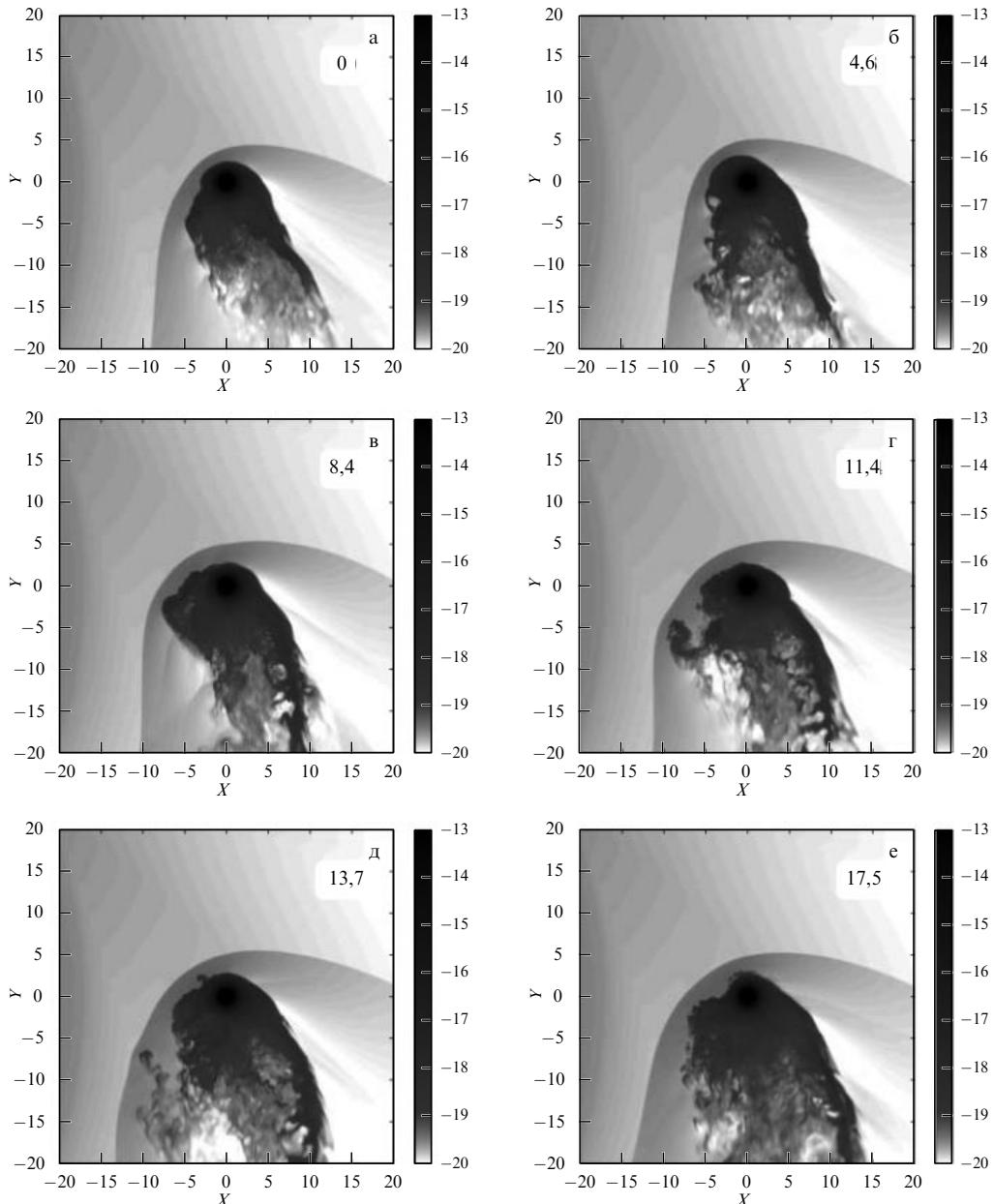


Рис. 45. Динамика атмосферы при выбросе вещества из атмосферы вследствие нагрева для вспышки средней интенсивности. Показано распределение плотности в орбитальной плоскости системы в логарифмической шкале, все расстояния указаны в планетных радиусах R_{pl} . Для каждого рисунка в верхнем правом углу указано время в часах после начала вспышки. На рисунке а показано стационарное решение из работы [29].

На рисунке 45 представлены результаты моделирования динамики атмосферы при вспышке со средней интенсивностью, когда излучение в XUV диапазоне вырастает в 100 раз, а её длительность составляет 24 мин. Рисунки 45а–е соответствуют начальному решению и пяти последующим моментам времени при выбросе массы из атмосферы. На рисунке 45б, соответствующем времени $t = 4,6$ ч после начала вспышки, которое уже значительно превышает её характерную длительность, видно, что атмосфера "разбухает" на подзвёздной стороне при выходе сформировавшейся в глубине атмосферы волны на её "поверхность". При этом видимый размер атмосферы увеличивается для земного наблюдателя. В дальнейшем это выброшенное вещество будет взаимодействовать с набегающим звёздным ветром, в

результате чего часть вещества будет снесена вниз по течению, а часть может вернуться в атмосферу.

На рисунке 45в, соответствующем моменту времени $t = 8,4$ ч после начала вспышки, видно, как выброшенное в сторону звезды вещество, проходя через окрестности точки Лагранжа L_1 , формирует струю, которая, как видно на рис. 45г, отрывается и сносится от планеты вниз по течению звёздного ветра. После дальнейших пертурбаций атмосфера приблизительно возвращается к своей начальной форме.

Результаты моделирования вспышки малой интенсивности, когда поток возрастает в 10 раз на 12 мин, представлены на рис. 46. По сравнению с предыдущим случаем данная вспышка на порядок слабее, и волна от нагрева в атмосфере имеет значительно меньшие скоп-

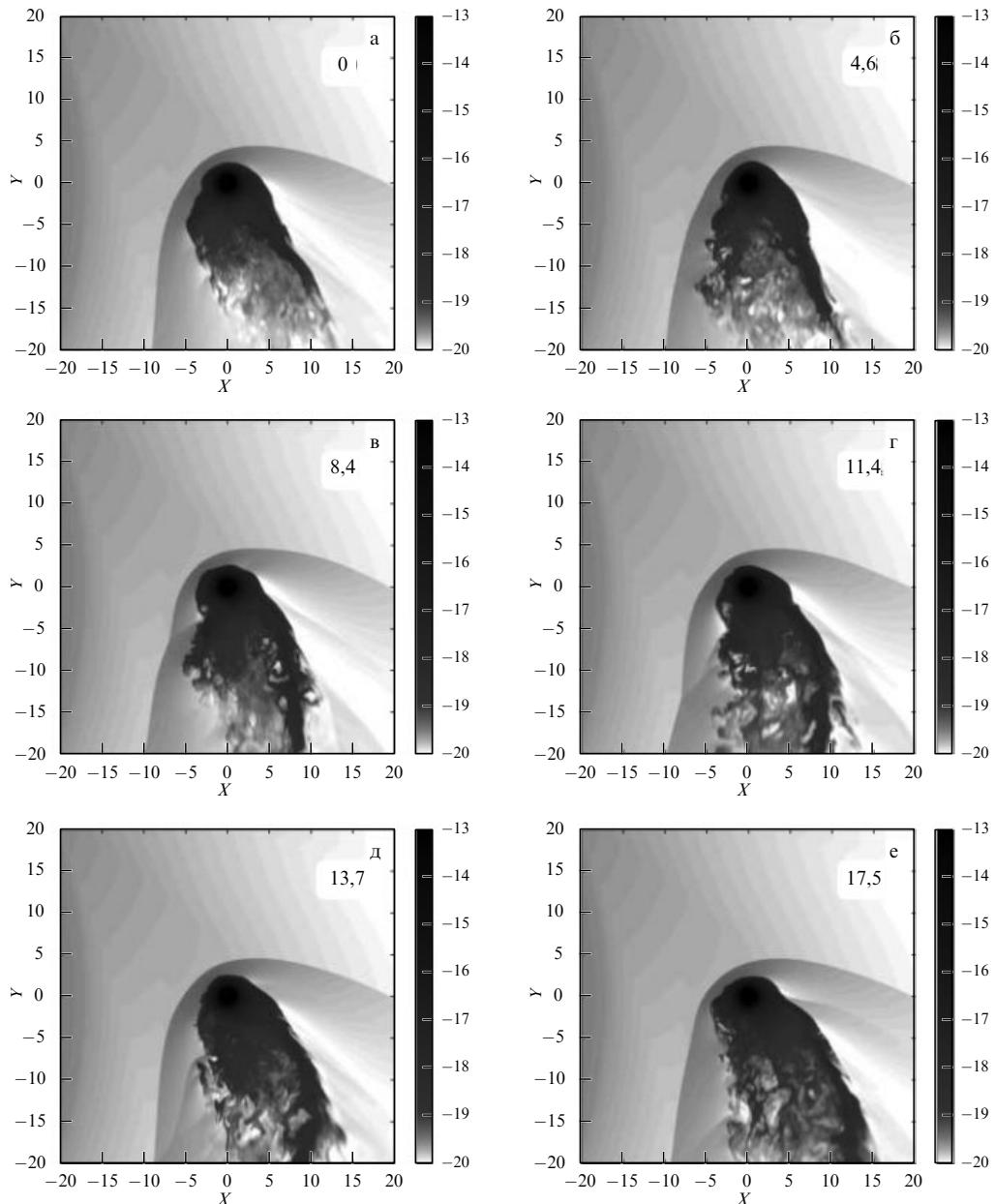


Рис. 46. То же, что на рис. 45, для слабой вспышки.

рость (15 км с^{-1} относительно 23 км с^{-1} в предыдущем случае) и силу. В данном решении эффекты, вызванные вспышкой, почти не заметны. Видно, что форма контактного разрыва атмосферы меняется после вспышки, но этот процесс не оказывает влияния ни на средний темп потери массы, ни на наблюдательные проявления оболочки.

Для вспышки 1000-кратной интенсивности с длительностью 30 мин результаты моделирования представлены на рис. 47. Здесь нагрев атмосферы сопровождается очень мощным выбросом, при этом разлетающееся вещество атмосферы сдвигает окружающий звёздный ветер. Видно, что начиная со времени ~ 15 ч выброшенное вещество атмосферы коллимировано вдоль линии тока в потенциале Роша системы. При этом через время $t \approx 20$ ч вспышка выходит за пределы расчётной области.

После вспышки, как показали трёхмерные расчёты, характерный размер оболочки горячего юпитера будет увеличиваться, что является потенциально наблюдае-

мым явлением. По результатам проведённых трёхмерных моделирований была рассчитана фотометрическая кривая линии Лайман-альфа для вспышки средней интенсивности. Расчёт поглощения для построения фотометрической кривой был проведён в соответствии с формулами, изложенными в работе [103], при этом учитывались доплеровский сдвиг и рассчитываемая при моделировании неравновесная ионизация.

Как видно на рис. 48, выброшенное после вспышки вещество увеличивает затмение на несколько процентов, с 4 % до 6 %. При этом данный эффект длится порядка 2 ч, тогда как длительность самого транзита составляет около 3 ч. Так как увеличение затмения оболочкой планеты происходит значительно позднее самой вспышки — для вспышки средней интенсивности "задержка" затмения составляет ~ 5 ч — можно будет отследить увеличение затмения на вернувшейся к стационарной величине потока фотометрической кривой.

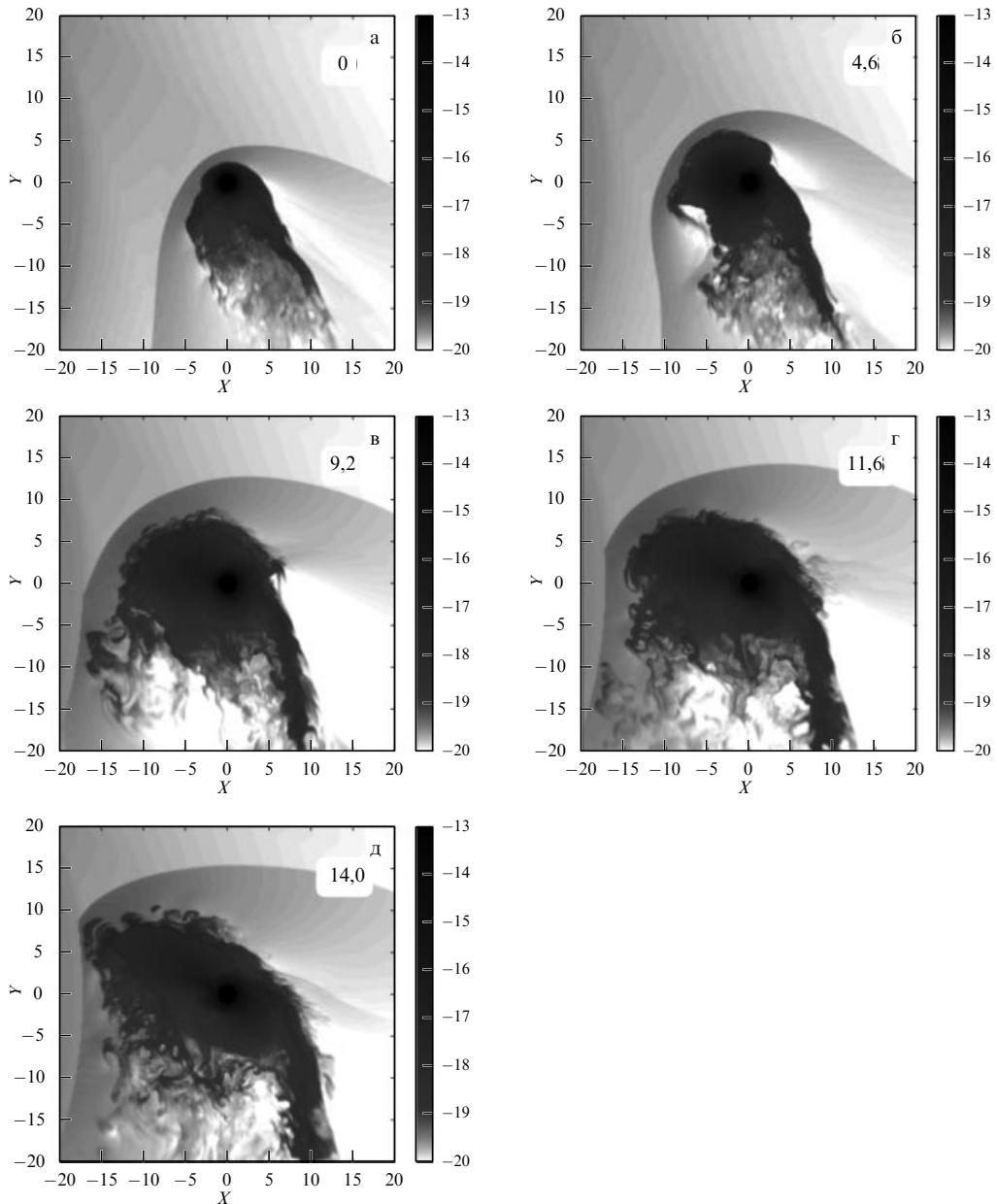


Рис. 47. То же, что на рис. 45, для мощной вспышки.

Стоит отметить, что при данном эффекте скорость распространения возмущения в атмосфере зависит от интенсивности вспышки. При этом чем сильнее вспышка, тем быстрее распространяется возмущение и тем раньше и интенсивнее будет проявляться увеличенное поглощение. В данном обзоре использованы параметры замкнутой атмосферы, решение с квазизамкнутой оболочкой будет давать значительно большее затмение, соответствующее наблюдаемым значениям.

Другим физическим эффектом является потеря массы атмосферой планеты при вспышке родительской звезды. Используя данные проведённых моделирований, можно построить графики зависимости темпа потери массы во времени. Они изображены на рис. 49 в логарифмическом масштабе и рассчитываются как поток вещества атмосферы через грани куба с размерами $12 \times 12 \times 16 R_{\text{pl}}$, центрированном на планете. Вещество атмосферы отслеживается через дополнительно рассчитываемое уравнение переноса.

На представленном графике видно, что поток для вспышек малой и средней интенсивности увеличивается приблизительно через 15 ч после самой вспышки, тогда как для мощной вспышки выбрасываемое вещество приходит на границы расчётного куба уже через 3 ч. Это вызвано тем, что наблюдаемый поток для мощной вспышки представляет собой разлетающееся вещество атмосферы, сдвигающее перед собой вещество звёздного ветра, как видно на рис. 47. Для более слабых вспышек выброшенное вещество в течение значительного времени взаимодействует со звёздным ветром внутри расчётного объёма и лишь потом сносится вниз по течению, давая увеличенный темп потери массы.

Путём интегрирования мгновенного темпа потери массы можно рассчитать полные потери массы вследствие вспышки. Для вспышек разной интенсивности они составляют: $\Delta M_{10} = 4 \times 10^{13}$ г, $\Delta M_{100} = 2 \times 10^{14}$ г, $\Delta M_{1000} = 2 \times 10^{15}$ г для первой, второй и третьей вспышки соответственно. При этом длительность увеличенного

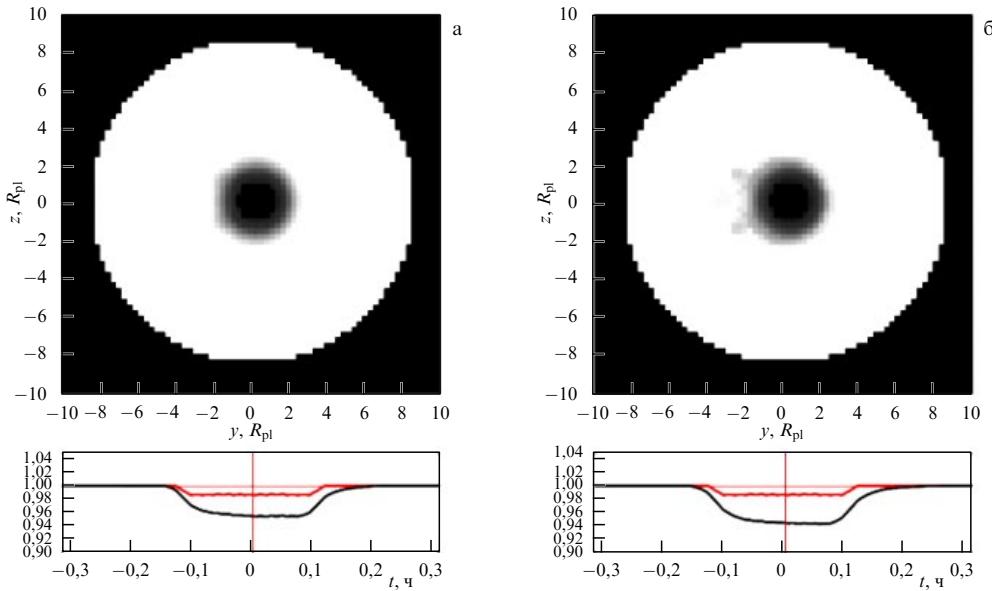


Рис. 48. (В цвете онлайн.) Увеличение поглощения в линии Лайман-альфа вследствие выброса вещества из атмосферы при вспышке 100-кратной силы. (а) Затмение в линии Лайман-альфа для стационарного решения, (б) для момента с максимальным затмением, соответствующим времени $t = 5$ ч с начала вспышки. Затмение увеличивается на несколько процентов за время порядка нескольких часов. На оси абсцисс отложено время в часах. Красной жирной линией показано затмение, даваемое только диском планеты (1,8 %).

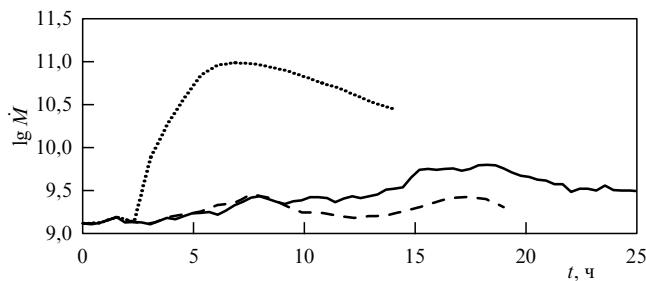


Рис. 49. Темпы потери массы после вспышек различной интенсивности: сплошная, штриховая и пунктирная линии для средней, слабой и мощной вспышки соответственно. Ось ординат отложена в логарифмическом масштабе. По оси абсцисс отложено время в часах после начала вспышки.

темперы потери массы составляет ~ 30 ч для всех вспышек. Для вспышки средней интенсивности усреднённый темп потери массы превышает стационарное значение лишь в три раза, а для слабой — в полтора, поэтому вспышки, для которых интенсивность в УФ диапазоне вырастает менее чем на порядок величины, не приводят к заметному увеличению темпа потери массы.

Вспышки различной интенсивности происходят с различной частотой: так, для звезды солнечного типа модельная вспышка с увеличением интенсивности в XUV диапазоне в 100 раз происходит один раз в 100 лет. Вспышки с увеличением в 10 и 1000 раз происходят один раз в 10 и 1000 лет соответственно. Учитывая данные частоты, можно оценить суммарную потерю массы за 1 млрд лет вследствие вспышечной активности звезды, она составляет $\Delta M \sim 10^{22}$ г. Так как при стационарном ветре темп потери массы для атмосферы с используемыми параметрами составляет $\dot{M} = 1 \times 10^9$ г с $^{-1}$ [99], за этот период времени планета потеряет $\Delta M = 3 \times 10^{25}$ г. Так как эти величины сравнимого порядка, то необходимо учитывать рассмотренный механизм при расчётах эволюции планет данного класса.

4*

5.2. Взаимодействие корональных выбросов массы с протяжённой оболочкой горячего юпитера

Воздействие КВМ маломассивных звёзд на вторичные атмосферы землеподобных экзопланет в обитаемой зоне было рассмотрено, например, в работах [198, 199], где показано, что планеты со слабым магнитным полем могут потерять сотни бар атмосферного давления под действием КВМ. В работе [200] было исследовано взаимодействие КВМ с планетарными магнитными полями, при этом было показано, что планетам, обращающимся вокруг карликовых М-звёзд, требуется магнитное поле напряжённостью в несколько десятков гауссов, чтобы предотвратить разрушающее влияние КВМ на атмосферу. Для горячих юпитеров, вращающихся вокруг солнечноподобных звёзд, магнитные поля не превышают нескольких гауссов [68, 125–127], поэтому КВМ могут играть важную роль в эволюции атмосфер планет.

В работах [189, 190, 194] были представлены результаты трёхмерного газодинамического моделирования процесса прохождения КВМ через протяжённую оболочку горячего юпитера. В качестве начальных условий использовались результаты моделирования из работы [29] для планеты с параметрами HD 209458b, а параметры КВМ брались аналогичными солнечным на расстоянии, соответствующем орбите экзопланеты. Так, в работе [190] использовались данные, соответствующие КВМ, зарегистрированному 12 апреля 1998 г. [201]. Параметры невозмущённого ветра на орбите моделируемой планеты были приняты в соответствии с работой [29] — скорость 100 км с $^{-1}$, температура $7,4 \times 10^5$ К и плотность 10^4 см $^{-3}$. Скорость КВМ, в соответствии с оценками [202], была взята равной 1300 км с $^{-1}$. Типичный КВМ состоит из трёх фаз: ударной волны, раннего и позднего КВМ, во время которых параметры ветра существенно изменяются. Также в процессе распространения КВМ величины возмущений изменяются, и для определения характеристик КВМ на расстоянии, соответствующем

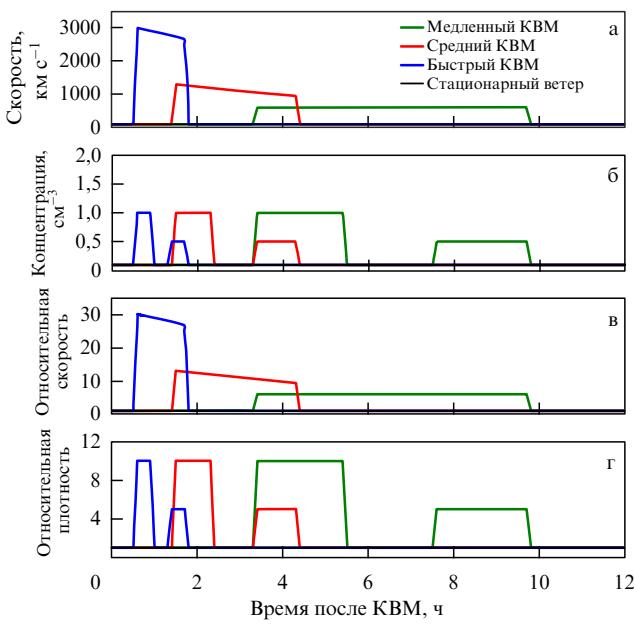


Рис. 50. (В цвете онлайн.) Профили скорости и плотности звёздного ветра во время прохождения медленного (зелёный), среднего (красный) и быстрого (синий) КВМ, рассматриваемые здесь как функция времени (в часах). Чёрная горизонтальная линия показывает уровень стационарного звёздного ветра. На рисунках в, г показаны относительные скорость и плотность ветра.

орбите HD 209458b, характеристики солнечных КВМ, определённые на орбите Земли, должны быть пересчитаны. Профили скорости, плотности и температуры КВМ, пересчитанные в работе [190] для соответствующего расстояния, приведены на рис. 50. Были взяты три различных КВМ со скоростями 3000, 1300 и 600 км s^{-1} для быстрого, среднего и медленного КВМ. Продолжительность их была задана равной 1,3, 3,0 и 6,4 ч соответственно.

Для всех трёх КВМ воздействие на течение оказалось примерно сходным, так что на рис. 51 показано только решение для быстрого КВМ продолжительностью 1,3 ч. На рисунке показано распределение плотности в экваториальной плоскости системы для девяти моментов времени, по три на каждую фазу КВМ. В правом верхнем углу показано время, прошедшее с начала счёта. Динамическое давление ветра в ударной волне КВМ составляет $\sim 9 \times 10^3$ от давления невозмущённого ветра, так что уже на самой первой фазе фронт ударной волны КВМ практически полностью уничтожает протяжённую оболочку (поток из окрестности точки L_1), не затрагивая, впрочем, атмосферу внутри полости Роша планеты. Следующая фаза раннего КВМ оказывает меньшее динамическое давление ($\sim 8 \times 10^2$ от невозмущённого ветра), однако этого давления оказывается достаточно, чтобы запереть атмосферу внутри полости Роша планеты и окончательно уничтожить истечения из точек L_1 и L_2 .

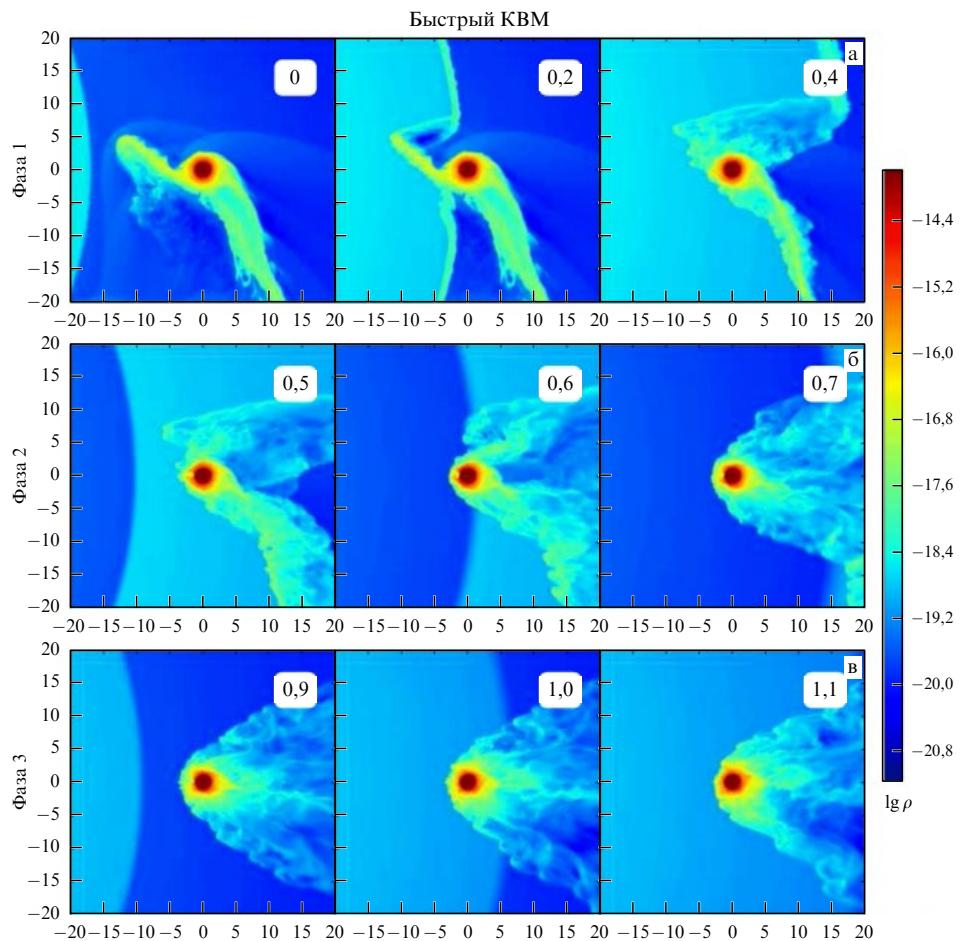


Рис. 51. (В цвете онлайн.) Распределение плотности в плоскости орбиты планеты с квазизамкнутой оболочкой при взаимодействии с быстрым КВМ. Время в часах приводится в правом верхнем углу. Звезда расположена слева, за границей расчётной области. Все размеры указаны в единицах R_{pl} .

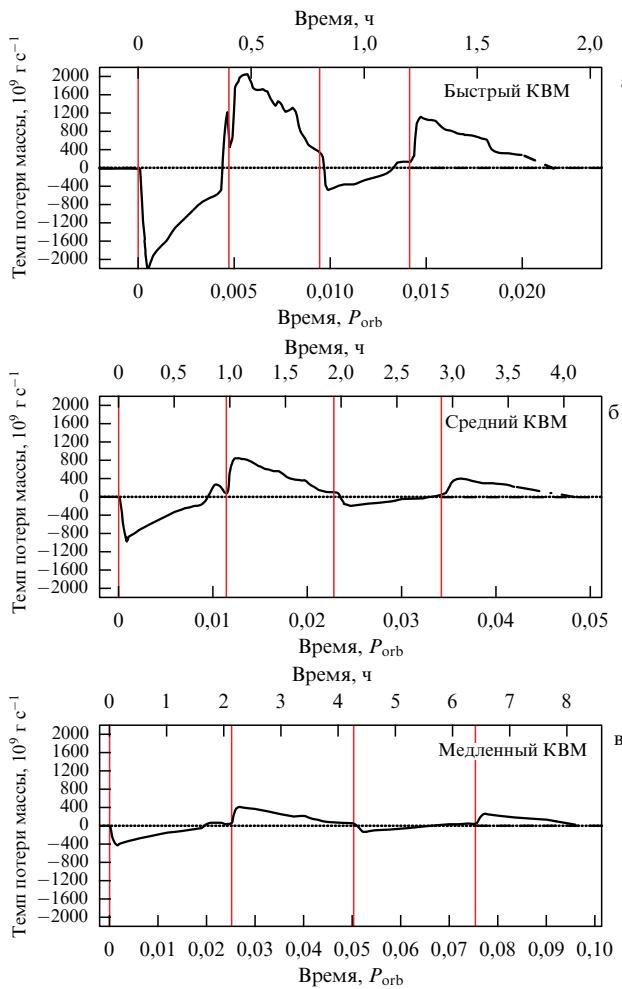


Рис. 52. (В цвете онлайн.) Зависимость темпа потери массы от времени при пересечении быстрого (а), среднего (б) и медленного (в) КВМ. Вертикальные красные линии указывают границы трёх фаз КВМ. Штрихпунктирная линия в конце расчёта показывает экстраполяцию темпа потери массы к уровню, полученному при стационарном ветре (пунктирная линия) $3 \times 10^9 \text{ г с}^{-1}$.

Аналогичную картину можно наблюдать в течение третьей фазы (позднего КВМ), когда динамическое давление ветра составляет $\sim 3,6 \times 10^3$ от невозмущённого. На рисунке 52 показан темп потери массы в зависимости от времени для трёх решений. В данном случае эта величина вычисляется как суммарный поток через границы счётной области, так что график имеет некоторое запаздывание. Из графика можно оценить время возвращения к стационарному темпу потери массы после прохождения планеты через быстрый КВМ в $\sim 0,6$, средний $\sim 1,2$ и долгий ~ 2 ч соответственно.

В стационарном режиме темп потери массы для исследуемого течения составляет $\sim 3 \times 10^9 \text{ г с}^{-1}$ [99], прохождение через КВМ приводит к срыву всей протяжённой оболочки и временно увеличивает темп потери массы. В таблице 3 приведена общая потеря массы, а также средний темп потери массы при прохождении через КВМ. Как видно из таблицы, общий темп потери массы для всех трёх случаев остаётся примерно одинаковым. Это вполне ожидаемо, так как продолжительность КВМ обратно пропорциональна их скорости. Принимая, что для звезды типа Солнца среднее количество КВМ составляет ~ 23 в месяц [203], для горячего юпитера с квазистационарной оболочкой можно оценить потерю

Таблица 3. Продолжительность КВМ, средний и общий темп потери массы протяжённой оболочкой при прохождении планеты через КВМ

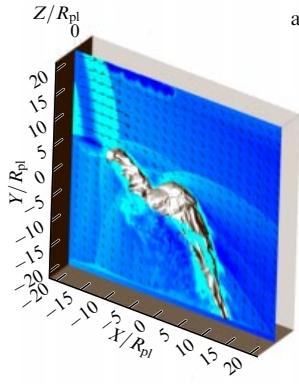
КВМ	Быст- рый	Сред- ний	Медлен- ный
Продолжительность КВМ, ч	1,3	3,0	6,4
Общая потеря массы, 10^{15} г	1,5	1,0	1,2
Средний темп потери массы, 10^9 г с^{-1}	226	71	39

массы за счёт КВМ как $\sim 2 \times 10^{25}$ г за миллиард лет при общей массе планеты $\sim 10^{30}$ г. При этом, просто за счёт взаимодействия с невозмущённым ветром звезды, планета потеряет $\sim 9 \times 10^{25}$ г при среднем темпе потери массы в $\sim 3 \times 10^9 \text{ г с}^{-1}$ [99].

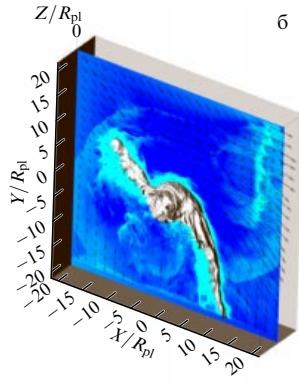
Как было показано в работах [189, 190], лобовое столкновение с КВМ приводит к полному срыву протяжённой оболочки. Чтобы исследовать воздействие менее сильного КВМ, в работах [194, 204] было проведено численное моделирование касательного столкновения планеты с узким и слабым КВМ. В работах использовалась упрощённая конфигурация типичного солнечного КВМ, состоящего из трёх фаз. Длительность всех фаз была взята одинаковой и равной трети от полной продолжительности КВМ. Физические параметры, такие как плотность, давление и радиальная скорость, оставались постоянными внутри каждой отдельно взятой фазы. Было рассмотрено два вида КВМ: долгий (3 ч) и короткий (0,5 ч). В обоих случаях скорость ветра во всём КВМ была задана постоянной: $1,3 \times 10^3 \text{ км с}^{-1}$ для долгого и $6 \times 10^2 \text{ км с}^{-1}$ для короткого КВМ при скорости невозмущённого ветра 100 км с^{-1} . Плотность ветра составляла $1,66 \times 10^{-19}$, $1,66 \times 10^{-20}$ и $8,3 \times 10^{-20} \text{ г см}^{-3}$ на первой, второй и третьей фазах, при этом плотность невозмущённого ветра была равна $1,66 \times 10^{-20} \text{ г см}^{-3}$. Продолжительность всех трёх фаз была взята одинаковой — по 1 ч для долгого и по 0,17 ч для короткого КВМ. Также предполагалось, что вещество КВМ до вхождения в счётную область движется внутри конуса с углом в 30° .

На рисунке 53 показано логарифмическое распределение плотности в экваториальной плоскости системы, а также изоповерхность плотности $\rho = 2,5 \times 10^{-18} \text{ г см}^{-3}$ для модели "долгого" КВМ. На этих рисунках планета находится в центре счётной области, звезда находится за пределами рисунка слева (в области отрицательных X). Скорости показаны в системе координат планеты. Все размеры указаны в радиусах планеты.

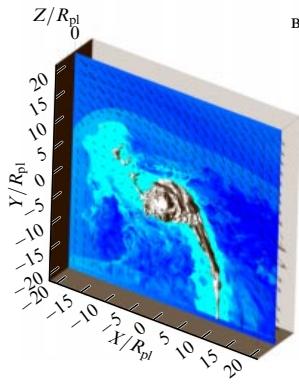
На момент $t = 0$ КВМ (рис. 53а) впервые касается протяжённой оболочки. КВМ настолько короткий, что в это время сразу все его три фазы находятся в счётной области. На момент $t = 120$ мин (рис. 53б) КВМ уже практически покинул счётную область, нарушив систему ударных волн перед атмосферой и оболочкой, но практически не затронув саму оболочку. Тем не менее волна разрежения за КВМ привела к понижению давления вблизи планеты, что дестабилизировало оболочку, и к моменту $t = 261$ мин (рис. 53в) практически вся струя из внутренней точки Лагранжа L_1 рассеялась, также начала рассеиваться оболочка вблизи самой планеты (более подробно этот процесс описан в работе [194]). На момент окончания счёта ($t = 642$ мин, рис. 53г) оболочка ещё продолжает рассеиваться. Полную анимацию для модели "долгого КВМ" можно найти по адресу <https://bit.ly/2RvWP3x>.



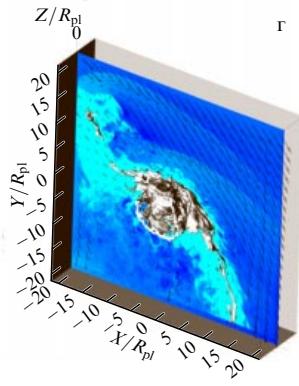
а



б

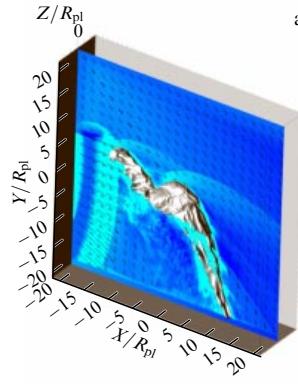


в

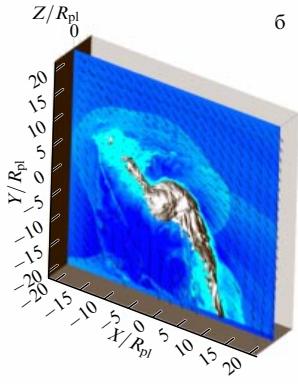


г

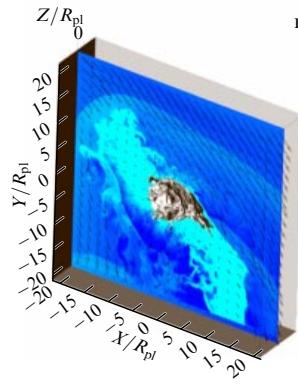
Рис. 53. (В цвете онлайн.) Решение для моментов времени $t = 0$ (а), $t = 120$ (б), $t = 261$ (в) и $t = 642$ (г) мин для "долгого КВМ".



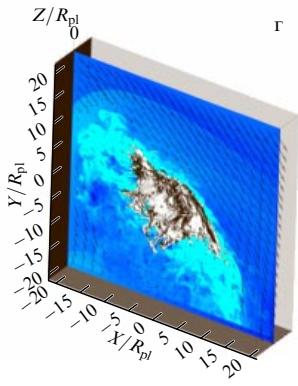
а



б



в



г

Рис. 54. (В цвете онлайн.) Решение для моментов времени $t = 10$ (а), $t = 116$ (б), $t = 266$ (в) и $t = 1040$ (г) мин для "короткого КВМ".

На рисунке 54, аналогично рис. 53, показано решение для более короткого КВМ, также взаимодействующего по касательной, но запаздывающего относительно движения планеты. На момент $t = 10$ мин КВМ (рис. 54а, левый нижний угол) впервые касается протяжённой оболочки. Далее, на рис. 54б показан момент $t = 116$ мин, когда КВМ прошёл практически через всю счётную область. Так же как и в первом расчёте, оболочка в это время ещё сохраняет свою форму, но нарушение равновесия по давлению приводит к её разрушению к моменту $t = 261$ мин (рис. 54в). Второй расчёт был завершён существенно позже, что позволило наблюдать момент начала восстановления оболочки ($t = 1040$ мин, рис. 54г). Полную анимацию для модели "короткого КВМ" можно найти по адресу <https://bit.ly/31JpEyD>.

Интересной особенностью течения в оболочке горячего Юпитера, столкнувшегося с КВМ, является потеря массы, происходящая не только в экваториальной плоскости, но и в перпендикулярном направлении. При этом диаметр газовой оболочки, непосредственно окружающей планету, значительно увеличивается, выходя даже за пределы счётной области, т.е. становится больше $10R_{\text{pl}}$, что хорошо видно из сравнения течения в начале и в конце прохождения КВМ на рис. 53, 54. Это означает, что момент прохождения через КВМ должен быть хорошо наблюдаем при анализе транзитов горячих Юпитеров.

Результаты моделирования показали, что даже касательное взаимодействие КВМ приводит к разрушению протяжённой оболочки. При этом наибольшей разрушительной силой обладает зона разрежения, следующая за КВМ, — локальное понижение динамического давления приводит к резкому расширению оболочки, снижению её

плотности, в результате чего стационарное течение нарушается, и практически вся масса оболочки оказывается сброшенной. Определённая по результатам моделирования потеря массы планетой составила $\sim 10^{15}$ г для обоих случаев. Приблизительно одинаковая потеря вещества связана с тем, что в результате взаимодействия с КВМ сбрасывается вся оболочка целиком. Аналогичная картина наблюдалась и в модели, рассмотренной в работах [189, 190]. Таким образом, КВМ, даже слабые и узкие, опасны для протяжённой оболочки, что следует учитывать при оценках темпов потери массы атмосферами горячих Юпитеров.

5.3. Зависимость темпа потери массы атмосферой экзопланеты от частоты корональных выбросов массы

Ещё один важный параметр, который определяет общий темп потери вещества атмосферы экзопланеты под действием КВМ, — это время формирования квазизамкнутой оболочки планеты t_{form} [205]. В соответствии с результатами газодинамического расчёта [29], это время для планеты HD 209458b оказалось равным $t_{\text{form}} \approx 24$ ч, что приблизительно в два раза больше, чем время, необходимое для формирования струи такого же размера в баллистическом приближении. Согласно расчётам из работы [29], протяжённость оболочки L (расстояние от точки L_1 до точки лобового столкновения) составляет $\sim 7R_{\text{pl}}$. Однако анализ результатов HST наблюдений экзопланеты WASP-12b [206], проведённый в работе [121], показал, что размер оболочки может быть намного больше, вплоть до $L > 21R_{\text{pl}}$. Очевидно, что при большем размере оболочки значения M_{env} , t_{loss} и t_{form} изменятся. По нашим оценкам, максимально возможный размер оболочки для HD 209458b должен составлять

$\sim 52R_{\text{pl}}$, при этом её масса будет $\sim 10^{-15}M_{\text{jup}}$, а t_{loss} и t_{form} будут ~ 15 и ~ 39 ч соответственно.

Комбинация из этих трёх параметров, M_{env} , t_{loss} и t_{form} , в принципе, позволяет определить зависимость темпа потери массы атмосферой экзопланеты от частоты КВМ. Однако нужно ещё учесть длительность КВМ t_{CME} по сравнению с временем потери оболочки t_{loss} . Действительно, если длительность КВМ превышает t_{loss} , то эффективность упадёт, так как за время t_{loss} уже будет удалена вся оболочка, а на промежутке времени $t_{\text{CME}} - t_{\text{loss}}$ потери вещества не будет. Если же t_{CME} меньше t_{loss} , то эффективность также упадёт, так как за время КВМ будет унесена лишь доля оболочки $M_{\text{env}} t_{\text{CME}} / t_{\text{loss}}$. Очевидно, что оптимальным по эффективности будет КВМ, где $t_{\text{CME}} = t_{\text{loss}}$, и именно такие вспышки мы будем рассматривать в дальнейшем.

Частота вспышек существенно меняется за время жизни звезды. По данным, полученным в том числе при помощи телескопа "Кеплер" [207], была определена эмпирическая зависимость между возрастом звезды и частотой супервспышек, энергия которых превышает среднюю энергию солнечных вспышек на три порядка: $f \sim t^{-1.4}$. При этом, в соответствии с [185], зависимость между частотой и энергетикой вспышек у звёзд солнечного типа имеет унифицированный вид $dN/dE \sim E^{-2}$. Это даёт основание предположить, что частота вспышек любого типа должна меняться с возрастом звезды по тому же закону, что и частота супервспышек.

Рассмотрим влияние частоты КВМ на темп потери массы. Как было показано выше, оптимальной по эффективности является длительность выброса $t_{\text{CME}} = t_{\text{loss}}$. Кроме того, очевидно, что вспышки будут уносить максимальное количество вещества, если оболочка будет успевать формироваться, т.е. время между КВМ должно составлять t_{form} . Это означает, что за единицу времени наиболее эффективный отток массы будет достигаться при характерном времени между вспышками, равном $t_{\text{loss}} + t_{\text{form}}$, при этом общий темп потери массы составит $\dot{M} = M_{\text{env}} / (t_{\text{loss}} + t_{\text{form}})$. Для квазизамкнутой оболочки с протяжённостью $L \sim 7R_{\text{pl}}$ оптимальная периодичность вспышек будет составлять 31,4 ч, а общий темп потери массы составит $\sim 10^{10}$ г s^{-1} или $\approx 1,64 \times 10^{-13}$ масс Юпитера в год. Для оболочки максимального размера ($L \sim 52R_{\text{pl}}$) оптимальный темп потери массы будет примерно таким же при характерном времени между вспышками 54 ч.

Приведённые оценки темпа потери массы являются максимально возможными для вспышек, сила которых достаточна, чтобы сорвать внешнюю оболочку, однако мала для сноса вещества, находящегося внутри полости Роша. Следует отметить, что эти оценки находятся в хорошем согласии с величиной, соответствующей потере массы, вызванной свободным истечением вещества через окрестность внутренней точки Лагранжа $\dot{M}_{L_1} = 2 \times 10^{10}$ г s^{-1} . Это позволяет использовать теоретически определяемую величину \dot{M}_{L_1} при общем анализе потерь вещества экзопланетами.

При увеличении или уменьшении частоты вспышек (при неизменной продолжительности каждой вспышки) потери будут уменьшаться, так как либо вспышки будут накладываться друг на друга, препятствуя истечению вещества через поверхность полости Роша, либо оболочка будет находиться в квазистационарном режиме между вспышками, при котором темп потери вещества

невелик. Увеличение силы вспышек после определённого предела приведёт к возможности срыва не только внешних оболочек, но и частей атмосферы, находящихся внутри полости Роша, что сильно увеличит \dot{M} . Этот механизм требует дальнейших исследований, поскольку прямое воздействие мощных КВМ на плотную атмосферу может существенно (на порядки величины) увеличить потерю массы ГЮ.

Зная зависимость частоты вспышек от возраста звезды [207], а также основываясь на наблюдаемой частоте вспышек у Солнца, можно оценить возраст, при котором горячий юпитер с параметрами HD 209458b будет испытывать максимальные потери: наиболье благоприятная частота вспышек достигается при возрасте 0,8 млрд лет. Эта оценка сделана в предположении, что протяжённость оболочки составляет $\sim 10R_{\text{pl}}$, однако максимальный её размер, в случае низкой скорости ветра, может для HD 209458b составлять $\sim 52R_{\text{pl}}$, при этом такой же темп потери массы будет достигаться при периодичности вспышек в 54 ч, что соответствует возрасту звезды 1,2 млрд лет.

5.4. Влияние магнитного поля на механизм взаимодействия оболочки с корональными выбросами массы

Анализ, представленный в разделе 4 (см. также [140]), показал, что магнитное поле звёздного ветра — важный фактор, определяющий структуру течения в оболочке горячего юпитера, так как многие горячие юпитеры располагаются в субальвеновской зоне звёздного ветра, где магнитное давление превышает динамическое давление. Поскольку альвеновская скорость не превышает быструю магнитозвуковую скорость, то для горячих юпитеров, орбиты которых расположены в субальвеновской зоне, скорость ветра оказывается меньше быстрой магнитозвуковой скорости. В чистой газодинамике такой случай соответствует дозвуковому обтеканию тела, при котором головная ударная волна не формируется. Аналогичная ситуация реализуется и в магнитной гидродинамике. Это означает, что обтекание звёздным ветром горячего юпитера, расположенного в субальвеновской зоне, должно быть безударным [143].

В работе [150] были рассмотрены возможные эффекты, связанные с изменением режима обтекания атмосферы горячего юпитера при прохождении через КВМ. Параметры КВМ, используемые в этой работе, представлены в табл. 4. Эти параметры зарегистрированы вблизи орбиты Земли, где ударная волна, определяющая начало первой фазы, является почти чисто газодинамической. Это обусловлено тем, что магнитное поле солнечного ветра в этой области является слабым. В субальвеновской зоне солнечного ветра ударная волна на передней границе КВМ является быстрой МГД ударной волной. Поэтому её параметры (в частности, скорость распространения её фронта) могут заметно отличаться от параметров соответствующей чисто газодинамической ударной волны.

В разделе 4 было показано, что процесс взаимодействия звёздного ветра с ионосферной оболочкой планеты в случае сильного магнитного поля носит безударный характер. Отошедшая ударная волна не формируется ни вокруг атмосферы планеты, ни вокруг выброшенного из точки L_1 вещества. Магнитное поле ветра оказывается настолько сильным, что оно препятствует свободному движению плазмы в поперечном к силовым линиям направлении. Поэтому выброшенное вещество движет-

Таблица 4. Параметры (плотность, температура, скорость, магнитное поле и альвеновское число Маха) звёздного ветра во время прохождения КВМ

Фаза	1	2	3	4
Длительность, ч	—	8,5	13	22
n/n_w	1	4	0,6	10
T/T_w	1	5,07	0,79	0,30
v/v_w	1	1,33	1,44	1,11
B/B_w	1	2,25	1,75	1,13
λ/λ_w	1	1,18	0,63	3,11

ся в сторону звезды преимущественно вдоль магнитных силовых линий поля ветра. Следовательно, можно сказать, что в данном процессе электромагнитная сила, обусловленная магнитным полем ветра, играет важную роль, сравнимую с ролью гравитации звезды, центробежной силы и силы Кориолиса.

В противоположность этому, в случае слабого магнитного поля в результате взаимодействия звёздного ветра с ионосферной оболочкой планеты формируется отошедшая ударная волна. При этом можно утверждать, что она состоит из нескольких пересекающихся ударных волн, одна из которых возникает при взаимодействии ветра с веществом струи из внутренней точки Лагранжа L_1 , а остальные — непосредственно с атмосферой планеты и шлейфом вещества за ней. Внутри полости Роша планеты магнитное поле сохраняет дипольную структуру. Поскольку в данном варианте магнитное поле звёздного ветра является слабым и не играет какой-либо существенной динамической роли, картина течения в оболочке близка к чисто газодинамическому случаю.

Таким образом, на основе проведённых численных расчётов, результаты которых обсуждались в разделе 4, можно сделать вывод о том, что уменьшение магнитного поля ветра действительно приводит к формированию отошедшей ударной волны. Поскольку горячие юпитеры располагаются вблизи альвеновской точки звёздного ветра, это, в частности, означает, что даже относительно небольшие флуктуации в обтекающем потоке могут приводить к исчезновению или, наоборот, к появлению ударных волн вокруг планеты.

Рассмотрим теперь МГД особенности процесса взаимодействия КВМ с ионосферной оболочкой горячего юпитера. В таблице 4 в последней строке приведены изменения значения альвеновского числа Маха

$$\frac{\lambda}{\lambda_w} = \sqrt{\frac{n}{n_w} \frac{v}{v_w} \frac{B_w}{B}} \quad (83)$$

на различных фазах прохождения КВМ. Как видно из таблицы, величина λ меняется немонотонным образом. На первой фазе λ немного превышает невозмущённое значение λ_w , на второй фазе λ становится меньше невозмущённого значения λ_w , на третьей фазе λ снова резко увеличивается и более чем в три раза превышает невозмущённое значение λ_w .

Если планета находится глубоко в субальвеновской зоне или, наоборот, далеко в сверхальвеновской зоне, характер обтекания во время прохождения КВМ не изменится. При сильном поле ветра он будет иметь безударный характер, а в случае, когда поле ветра слабо, весь процесс от начала и до конца будет сопровождаться формированием отошедших ударных волн. Однако если орбита планеты располагается вблизи альвеновской точки, то процесс взаимодействия КВМ с магнитосферой может оказаться более сложным и ин-

тересным. Напомним, что для горячих юпитеров это должен быть весьма распространённый случай [140].

Допустим, что такая планета находится вблизи альвеновской точки, но со стороны субальвеновской зоны ветра. Тогда на второй фазе режим течения должен оставаться безударным, поскольку на этой фазе альвеновское число Маха меньше невозмущённого значения λ_w . На первой и третьей фазах альвеновское число Маха, наоборот, увеличивается по сравнению с невозмущённым значением. В зависимости от конкретной ситуации этого может оказаться вполне достаточно, чтобы скорость обтекания стала больше быстрой магнитозвуковой скорости либо на третьей фазе КВМ, либо сразу на первой и третьей фазах. В первом случае на третьей фазе КВМ возникнет головная ударная волна, которая снова исчезнет по окончании всего процесса и возвращения системы к исходному невозмущённому состоянию. Во втором случае ударная волна возникает уже на первой фазе, на второй фазе она исчезает, затем снова возникает на третьей фазе и, наконец, окончательно исчезает после прохождения КВМ.

Допустим теперь, что горячий юпитер находится вблизи альвеновской точки, но со стороны сверхальвеновской зоны ветра. Тогда режим течения может изменяться на второй фазе прохождения КВМ, когда альвеновское число Маха уменьшается по сравнению с невозмущённым значением. Этого может оказаться вполне достаточно, чтобы перевести режим обтекания в безударный, когда скорость обтекания становится меньше быстрой магнитозвуковой скорости, и головная ударная волна уже не формируется. В результате изменения режима обтекания головная ударная волна может на некоторое время "выключиться", а затем после окончания второй фазы выброса "включиться" снова.

Возникновение или исчезновение ударной волны также может приводить к наблюдаемым эффектам. Одним из возможных проявлений, связанных с наличием ударной волны, может быть излучение в рентгеновской части спектра. Как видно из рис. 55, температура в ударных волнах перед оболочкой планеты может достигать довольно больших значений (вплоть до $1,5 \times 10^6$ К), при этом средняя тепловая скорость частиц в газе (скорость звука) составляет ~ 144 км s^{-1} . Скорость соударения частиц на фронте ударной волны также зависит от скачка скорости на нем, который составляет ~ 160 км s^{-1} в полученном решении. Это даёт среднюю скорость соударения частиц ~ 300 км s^{-1} при прохождении фронта ударной волны. Соударение протонов с такими скоростями должно приводить к возникновению сравнительно жёсткого рентгеновского излучения с энергией ~ 1 кэВ, связанного с наличием ударной волны.

Учитывая относительно высокую светимость головной ударной волны, эффект её возникновения/исчезновения может быть обнаружен в ходе рентгеновских наблюдений экзопланет в момент прохождения КВМ. Примером таких наблюдений являются результаты, представленные в работе [208]. Результаты наблюдений в рентгеновском спектре вспышки в системе CVSO 30, включающей в себя горячий юпитер с массой $\sim 3,6 M_{\text{Jup}}$ и периодом обращения $\sim 0,44$ дня, проводились в двух диапазонах — мягком ($0,1 - 1$ кэВ) и жёстком ($1 - 9$ кэВ). В жёстком диапазоне было зарегистрировано кратковременное падение светимости через $\sim 2,7$ ч после начала вспышки. К сожалению, характеристики ветра и магнитного поля звезды CVSO 30 неизвестны, но можно предположить, что наблюданное потемнение в рентгеновском диапазоне может быть связано с переходом

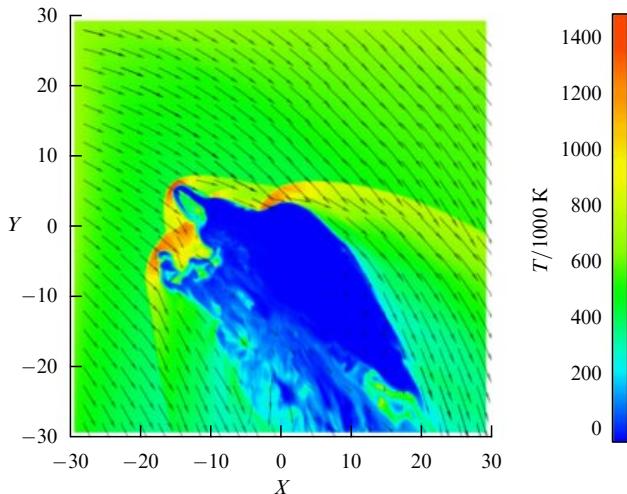


Рис. 55. (В цвете онлайн.) Распределение температуры и скорости в плоскости орбиты горячего юпитера при сверхальвеновском режиме течения. Решение представлено на момент времени $0,27P_{\text{orb}}$ от начала счёта. Расстояния на осях приведены в радиусах планеты R_p .

течения вокруг горячего юпитера из сверхальвеновского в доальвеновский режим и исчезновением головной ударной волны. Если это действительно так, то у нас возникает возможность использовать эти данные в качестве средства диагностики звёздного ветра. Действительно, если, например, разделить расстояние между планетой и поверхностью звезды на время до возникновения провала на кривой блеска, то получится средняя скорость $\sim 60 \text{ км с}^{-1}$, что вполне согласуется со скоростью ветра на этом расстоянии для звезды типа Солнца. В работе [208] указано, что в это же время по данным AAVSO (American Association of Variable Star Observers) было зафиксировано потемнение этой звезды в оптическом диапазоне.

Другое возможное наблюдательное проявление перехода течения из ударного в безударный режим и обратно может быть связано с изменением темпа перезарядки между плазмой звёздного ветра и газом атмосферы горячего юпитера. Процесс перезарядки приводит к появлению высокозергетических частиц в газе и к соответствующему уширению линий поглощения в атмосфере горячего юпитера [68]. Исчезновение ударной волны должно приводить к падению плотности вещества звёздного ветра, непосредственно взаимодействующего с атмосферой горячего юпитера, и к соответствующему уменьшению темпа перезарядки. Изменение линий поглощения во время прохода КВМ может дать дополнительную информацию как о свойствах атмосферы горячего юпитера, так и о параметрах звёздного ветра.

Корональные выбросы массы происходят достаточно часто, особенно у молодых звёзд, они являются важным фактором, влияющим на долговременную эволюцию горячих юпитеров. Как было показано выше, прохождение через КВМ может приводить к кратковременному падению или увеличению потока рентгеновского излучения, связанному с изменением режима течения вблизи горячего юпитера. Потенциально этот эффект может наблюдаться не только для транзитных горячих юпитеров, что даёт уникальную возможность для открытия экзопланет, обнаружение которых другими способами невозможно. Кроме того, анализ изменения рентгеновского потока позволяет оценить параметры звёздного ветра удалённых звёзд, что также весьма затруднительно сделать другими способами.

6. Заключение

Из представленных в работе результатов видно, что задача исследования атмосфер и протяжённых оболочек горячих юпитеров активно решалась на протяжении последних лет учёными из многих (большинства) стран мира. Вместе с активными наблюдениями в разных диапазонах спектра с использованием телескопов наземного и космического базирования предпринимались и большие усилия по развитию численных моделей этих объектов. Отрадно отметить, что работы российских учёных, основанные на кинетических, газодинамических и МГД расчётах, внесли заметный вклад в изучение ГЮ и получили достойное признание мирового сообщества.

Результаты проведённых исследований уже позволили ответить на ряд принципиальных вопросов о физике, структуре и динамике оболочек ГЮ. Если суммировать представленные в статье результаты в виде крупных блоков, то можно утверждать следующее.

- Горячие юпитеры обладают гигантскими квазистационарными оболочками неправильной формы. Наличие таких оболочек обосновано представленными в работе теоретическими оценками и численным моделированием и подтверждается имеющимися наблюдательными данными. Свойства оболочек определяются процессами истечения вещества из атмосферы ГЮ вследствие нагрева и гравитационного воздействия от близкорасположенной звезды, а также взаимодействием со звёздным ветром, стабилизирующим истечение и ограничивающим размер оболочки. Важно отметить, что ГЮ отличаются от планет — газовых гигантов, расположенных на высоких орbitах, прежде всего, наличием протяжённых газовых и/или плазменных оболочек.

- Теоретические оценки, подтверждаемые результатами трёхмерного численного моделирования, показывают, что в зависимости от параметров у горячих юпитеров могут формироваться газовые оболочки трёх основных типов. К первому типу можно отнести *замкнутые оболочки*, когда атмосфера планеты лежит внутри её полости Роша. Ко второму типу можно отнести *открытые оболочки*, которые формируются истечениями из ближайших точек Лагранжа. Наконец, можно выделить *квазизамкнутые оболочки* промежуточного типа, когда динамическое давление звёздного ветра останавливает истечение за пределами полости Роша. Расчёты показали, что в случаях замкнутых и квазизамкнутых оболочек темпы потери массы горячих юпитеров оказываются существенно меньше по сравнению со случаем открытой оболочки.

- Факт наличия оболочек у ГЮ принципиально важен, так как при анализе любых наблюдательных данных необходимо учитывать воздействие на получающий сигнал несферических и достаточно плотных оболочек. Не менее важно, что наличие оболочки существенным образом определяет физику взаимодействия излучения и ветра звезды с экзопланетой. В частности, наличие протяжённых оболочек приводит к формированию большой переходной области и тем самым повышает роль кинетических процессов в физике атмосфер ГЮ. Представленные в работе результаты показали, что учёт надтепловых фотоэлектронов в аэрономической модели приводит к снижению оценки темпа оттока атмосферного газа в несколько раз, а такое снижение темпа может быть одной из причин неполной потери экзопланетами первичной атмосферы с преобладанием водорода. Кроме того, кинетические расчёты с корректным учётом потерь тепла, уносимого надтепловыми фотоэлектро-

нами, показывают, что эффективность нагрева звёздным излучением не превышает значения 0,2 на высотах термосферы для водород-доминантных ГЮ, а расчёты эффективности нагрева верхней атмосферы ГЮ потоками высыпающихся электронов показали, что этот процесс намного более значим для ГЮ, чем для планеты Юпитер, и его значение может достигать 17 %.

- По результатам трёхмерных расчётов и сравнения их с наблюдениями установлено, что динамика оболочек чрезвычайно сложна. В большинстве ГЮ, в силу близкого расположения к звезде и переполнения их атмосферами полостей Роша, происходит формирование истечений через точки либрации L_1 и L_2 . Кроме того, взаимодействие со звёздным ветром, как правило, происходит в сверхзвуковом режиме, что приводит к формированию отошедшей ударной волны и возникновению целого ряда особенностей в структуре течения. Важно отметить, что расчёты выявили слабое влияние излучения звезды на динамику оболочки, так как вещество ионизовано и плохо взаимодействует с фотонами. В то же время представленные в работе результаты МГД моделирования подтверждают существенное влияние и собственного магнитного поля ГЮ, и поля звёздного ветра на полученные решения. Так, в случае сильного поля ветра может формироваться даже новый тип оболочки, когда истекающее вещество движется к звезде вдоль магнитных силовых линий.

- Наличие оболочек у ГЮ может существенно изменить эволюционный статус этих экзопланет. Как отмечалось выше, темп потери вещества ГЮ существенно зависит от кинетики и газодинамики оболочек. Представленные в работе результаты расчётов свидетельствуют о сильном влиянии на потерю вещества звёздной активности (вспышки и корональные выбросы массы). Действительно, оболочки ГЮ имеют большие размеры и слабо гравитационно связаны с планетой, поэтому даже касательное столкновение с корональным выбросом массы полностью разрушает оболочку и ведёт к потере всего аккумулированного в ней вещества. Для ГЮ вблизи молодых и активных звёзд такие потери могут быть сравнимы по величине со стационарной потерей массы, вызываемой переполнением полости Роша.

Несмотря на достигнутый прогресс в понимании физики и кинетики оболочек ГЮ, следует признать, что данная задача по-прежнему имеет большой потенциал развития, причём это относится и к наблюдательным, и к теоретическим аспектам проблемы.

Исследования экзопланет, несомненно, являются одной из самых актуальных задач современной астрофизики, и даже больше — всей науки. Очевидно, что для человечества наиболее интересным является вопрос о возможности существования жизни за пределами Солнечной системы. Исходя из этого некоторые скептики считают, что исследования ГЮ ведутся по принципу поиска "под фонарём", так как в силу особенностей этого класса экзопланет существование каких-либо форм жизни на них невозможно, однако именно для них накоплен основной наблюдательный материал. Представленные результаты опровергают это утверждение и говорят о том, что сведения об оболочках ГЮ могут служить источником важной информации для исследований возможности возникновения жизни на других планетах системы, содержащей ГЮ. Перечислим некоторые из них.

1. Огромные потери массы из оболочек ГЮ должны влиять на химический состав межпланетной среды и тем

самым определять и состав вторичных атмосфер землеподобных планет.

2. Планеты-гиганты, в частности ГЮ, во многом определяют архитектуру планетной системы. Миграция ГЮ, вызванная разными причинами, в том числе и истечением атмосферы [209], влияет на структуру потенциальной зоны обитания планетной системы.

3. Движение ГЮ по направлению к звезде может приводить к его падению с возникновением гигантской вспышки. Действительно, предполагая, что половина кинетической энергии ГЮ, которой он обладает на орбите звезды ($\sim 10^{45}$ эрг), перейдёт в излучение и будет высовчиваться в течение одного оборота звезды (в течение нескольких дней), светимость такой вспышки на пять порядков будет превышать солнечную. Несомненно, исследование возможности возникновения такого катастрофического события и его влияния на атмосферы землеподобных планет требуют тщательного изучения.

4. Губительное влияние вспышек звёзд и КВМ на возникновение и сохранение жизни на землеподобных планетах хорошо известно. Однако если вспышки можно регистрировать с Земли (что и было сделано космическим телескопом "Кеплер", который открыл гигантские вспышки у солнечноподобных звёзд), то информацию о возникновении и распространении КВМ можно получить, только изучая отклик оболочек ГЮ на эти события. Более того, изучение оболочек ГЮ вблизи звёзд солнечного типа позволит получить информацию о ветрах этих звёзд, находящихся на разных эволюционных стадиях, а соответственно, исследовать (предсказать) поведение будущей активности нашего Солнца.

В дополнение к перечисленному хотим отметить, что все методики и модели, разрабатываемые при исследовании ГЮ, могут быть использованы для изучения других типов экзопланет (включая землеподобные) и будут востребованы по мере накопления наблюдательного материала после запуска новых перспективных космических миссий.

В настоящее время действует множество наблюдательных программ, нацеленных на обнаружение и изучение экзопланет. Особо следует отметить космические проекты, при помощи которых могут быть получены спектры и кривые блеска высокого разрешения для транзитных планет: HST, TESS (NASA's Transiting Exoplanet Survey Satellite), CHEOPS (ESA's CHaracterising ExOPlanet Satellite), Gaia. Миссия космического телескопа им. Хаббла (HST) подходит к концу (в настоящий момент предполагается, что он будет выведен из эксплуатации в 2021 г.), однако до сих пор с его помощью получаются важные данные об экзопланетах, в том числе кривые блеска и спектры в ближнем ультрафиолетовом диапазоне во время транзитов. К сожалению, особенности орбиты этого телескопа не позволяют получать длинные временные ряды наблюдений. Запущенная в 2018 г. миссия TESS благодаря вытянутой орбите может проводить длительные и высокоточные наблюдения кривых блеска, находясь за пределами радиационных поясов Земли. Миссия CHEOPS (запущенная в конце 2019 г.) позволит получать кривые блеска звёзд с транзитными экзопланетами с высоким разрешением. Это даёт возможность определять радиусы транзитных экзопланет с точностью до 10 %. Также большие надежды возлагаются на миссию Gaia, которая может обнаруживать экзопланеты по спектральным и фотометрическим данным. В ближайшие годы планируется запуск ещё нескольких космических телескопов, которые будут полностью или частично нацелены на изучение

экзопланет. Прежде всего стоит отметить планируемый в 2021 г. запуск 6,5-метрового космического телескопа им. Джеймса Вебба (JWST, James Webb Space Telescope). Инфракрасная камера JWST позволит наблюдать транзиты ГЮ и других планет с высоким отношением сигнал/шум, а также получать транзитные спектры экзопланет с высоким разрешением. Космический телескоп PLATO (ESA's PLAnetary Transits and Oscillations of stars mission), планируемый к запуску в 2026 г., будет находиться в точке Лагранжа L₂ системы Земля–Солнце и нести 26 камер для фотометрического наблюдения транзитных экзопланет в широком поле зрения. Предполагается, что этот инструмент позволит определять размеры транзитных экзопланет с точностью до 3 %. Приблизительно в одно время с ним планируется запуск миссии WFIRST (Wide-Field InfraRed Survey Telescope) — широкоугольного инфракрасного телескопа с зеркалом 2,4 м, который проведёт наблюдения порядка 200 звёзд в окрестности Солнца. Данный аппарат сможет получать изображения с контрастом 10⁻⁹ с использованием коронографа, а также проводить спектрологические наблюдения. Наконец, нельзя не отметить российский проект космического телескопа "Спектр-УФ" (WSO-UV), запуск которого планируется в 2025 г. "Спектр-УФ" — уникальный 1,7-метровый телескоп, предназначенный для исследований в ультрафиолетовой части спектра, обладает чувствительностью, соответствующей HST, и ближайшие 10–15 лет не будет иметь зарубежных конкурентов по измерениям в этой области спектра. Особенности миссии позволяют впервые провести целый ряд уникальных наблюдений экзопланет и их атмосфер. В частности, впервые станет возможен успешный поиск биомаркеров, так как многие потенциально важные линии лежат в УФ области спектра [210].

Предстоящие в ближайшие годы наблюдения обещают дать много новой информации об экзопланетах разных типов, причём очевидно, что наибольший объём данных будет получен для горячих юпитеров. Новые данные потребуют и более продвинутых моделей для их интерпретации. Следует отметить, что это тот редкий случай в науке, когда мы наблюдаем реальный симбиоз теоретического и экспериментального направлений, что, с одной стороны, создаёт условия для корректной интерпретации наблюдений, а с другой — позволяет сформулировать новые наблюдательные задачи. Что касается развития теоретических исследований, то часть путей совершенствования численных моделей понятны и требуют лишь дополнительных ресурсов (разного рода) для их реализации. К числу необходимых шагов, например, относятся: аккуратный учёт атмосферной химии; повышение пространственного разрешения, что позволяет учесть и влияние атмосферных процессов на оболочки и исследовать процесс расширения оболочки в межпланетную среду; учёт магнитной вязкости и пр. Часть путей развития, как, например, создание гибридных моделей, не столь очевидны и требуют внимательного рассмотрения всего объёма физических процессов, протекающих в оболочках ГЮ. Тем не менее, резюмируя, можно с уверенностью утверждать, что в ближайшие годы задача исследования атмосфер и оболочек горячих юпитеров не просто сохранит свою актуальность и важность, но и получит дополнительный импульс.

Благодарности. Авторы признательны правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-

780 (№ 13.1902.21.0039), в рамках задачи которого был выполнен анализ атмосферных потерь. Результаты этого анализа представлены в разделах 2, 3 и 5. Результаты раздела 4 получены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект РНФ 18-12-00447). Кинетические Монте-Карло модели высыпания в атмосферу планеты частиц с высокими энергиями, использованные в разделе 2, разработаны при финансовой поддержке РНФ (проект РНФ 19-12-00370). Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования "Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса" НИЦ "Курчатовский институт" (<http://ckp.nrcki.ru/>), а также с использованием вычислительного кластера Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

Список литературы

1. Mayor M, Queloz D *Nature* **378** 355 (1995)
2. Сафонов В С *Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет* (М.: Наука, 1969); Пер. на англ. яз.: Safronov V S *Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and the Planets* (Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1972)
3. Pollack J B et al. *Icarus* **124** 62 (1996)
4. Маров М Я *УФН* **175** 668 (2005); Marov M Ya *Phys. Usp.* **48** 638 (2005)
5. Marov M "The formation and evolution of the solar system", in *Oxford Research Encyclopedia of Planetary Science* (Eds P Read et al.) (Oxford: Oxford Univ. Press, 2018) id. 2
6. Dawson R I, Johnson J A *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **56** 175 (2018)
7. Paardekooper S-J, Johansen A *Space Sci. Rev.* **214** 38 (2018)
8. Morbidelli A, in *Handbook of Exoplanets* (Eds H J Deeg, J A Belmonte) (Cham: Springer, 2018) p. 2523
9. Batygin K, Bodenheimer P H, Laughlin G P *Astrophys. J.* **829** 114 (2016)
10. Guo X et al. *Astrophys. J.* **838** 25 (2017)
11. Vidal-Madjar A et al. *Nature* **422** 143 (2003)
12. Ben-Jaffel L *Astrophys. J.* **671** L61 (2007)
13. Vidal-Madjar A et al. *Astrophys. J.* **604** L69 (2004)
14. Ben-Jaffel L, Sona Hosseini S *Astrophys. J.* **709** 1284 (2010)
15. Linsky J L et al. *Astrophys. J.* **717** 1291 (2010)
16. Fossati L et al. *Astrophys. J.* **714** L222 (2010)
17. Lecavelier des Etangs A et al. *Astron. Astrophys.* **543** L4 (2012)
18. Lammer H et al. *Astrophys. J.* **598** L121 (2003)
19. Yelle R V *Icarus* **170** 167 (2004)
20. García Muñoz A *Planet. Space Sci.* **55** 1426 (2007)
21. Murray-Clay R A, Chiang E I, Murray N *Astrophys. J.* **693** 23 (2009)
22. Koskinen T T et al. *Icarus* **226** 1678 (2013)
23. Shaikhislamov I F et al. *Astrophys. J.* **795** 132 (2014)
24. Khodachenko M L et al. *Astrophys. J.* **813** 50 (2015)
25. Shaikhislamov I F et al. *Astrophys. J.* **832** 173 (2016)
26. Shematovich V I, Ionov D E, Lammer H *Astron. Astrophys.* **571** A94 (2014)
27. Shematovich V I, Bisikalo D V, Ionov D E *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 411, Eds H Lammer, M Khodachenko) (Cham: Springer, 2015) p. 105
28. Bisikalo D et al. *Astrophys. J.* **764** 19 (2013)
29. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **90** 779 (2013); Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **57** 715 (2013)
30. Haswell C A et al. *Astrophys. J.* **760** 79 (2012)
31. Nichols J D et al. *Astrophys. J.* **803** 9 (2015)
32. Grodent D, Waite J H (Jr.), Gérard J-C *J. Geophys. Res.* **106** 12933 (2001)
33. Marov M Ya, Shematovich V I, Bisikalo D V *Space Sci. Rev.* **76** 1 (1996)
34. Seager S, Deming D *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **48** 631 (2010)
35. Madhusudhan N *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **57** 617 (2019)
36. Massol H et al. *Space Sci. Rev.* **205** 153 (2016)
37. Шематович В И, Маров М Я *УФН* **188** 233 (2018); Shematovich V I, Marov M Ya *Phys. Usp.* **61** 217 (2018)
38. Owen J E *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **47** 67 (2019)
39. Johnson R E et al. *Space Sci. Rev.* **139** 355 (2008)
40. Lammer H *Origin and Evolution of Planetary Atmospheres: Implications for Habitability* (Heidelberg: Springer, 2013)

41. Holmström M et al. *Nature* **451** 970 (2008)
42. Шематович В И *Успехи химии* **88** 1013 (2019); Shematovich V I *Russ. Chem. Rev.* **88** 1013 (2019)
43. Tian F et al. *Science* **308** 1014 (2005)
44. Erkaev N V et al. *Astrobiology* **13** 1011 (2013)
45. Luger R, Barnes R *Astrobiology* **15** 119 (2015)
46. Bisikalo D V, Shematovich V I, in *Origins: from the Protosun to the First Steps of Life: Proc. of the 345th Symp. of the Intern. Astronomical Union, Vienna, Austria, 20–23 August, 2018* (Proc. IAU Symp. 345) (Eds B G Elmegreen, L V Tóth, M Güdel) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2019) p. 168
47. Шематович В И *Астрон. вестн.* **44** 108 (2010); Shematovich V I *Solar Syst. Res.* **44** 96 (2010)
48. Ионов Д Э и др. *Астрон. вестн.* **48** 113 (2014); Ionov D E et al. *Solar Syst. Res.* **48** 105 (2014)
49. Shematovich V I et al. *J. Geophys. Res. Planets* **113** E02011 (2008)
50. Garvey R H, Green A E S *Phys. Rev. A* **14** 946 (1976)
51. Jackman C H, Garvey R H, Green A E S *J. Geophys. Res.* **82** 5081 (1977)
52. Garvey R H, Porter H S, Green A E S *J. Appl. Phys.* **48** 190 (1977)
53. Shyn T W, Sharp W E *Phys. Rev. A* **24** 1734 (1981)
54. Dalgarno A, Yan M, Liu W *Astrophys. J. Suppl.* **125** 237 (1999)
55. Kawahara H et al. *Astrophys. J.* **776** L6 (2013)
56. Watson A J, Donahue T M, Walker J C G *Icarus* **48** 150 (1981)
57. Chassefière E *J. Geophys. Res.* **101** 26039 (1996)
58. Koskinen T T et al. *Icarus* **226** 1695 (2013)
59. Lammer H et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439** 3225 (2014)
60. Ионов Д Э, Шематович В И *Астрон. вестн.* **49** 373 (2015); Ionov D E, Shematovich V I *Solar Syst. Res.* **49** 339 (2015)
61. Linsky J L, Güdel M, in *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 411, Eds H Lammer, M Khodachenko) (Cham: Springer, 2015) p. 3
62. Waite J H et al. *J. Geophys. Res.* **88** 6143 (1983)
63. Majeed T et al. *J. Geophys. Res. Planets* **114** E07005 (2009)
64. Badman S V et al. *Space Sci. Rev.* **187** 99 (2015)
65. Nichols J D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **414** 2125 (2011)
66. Bonfond B et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **122** 7985 (2017)
67. Bonfond B et al. *Geophys. Res. Lett.* **39** L01105 (2012)
68. Kislyakova K G et al. *Science* **346** 981 (2014)
69. Lavvas P, Koskinen T, Yelle R V *Astrophys. J.* **796** 15 (2014)
70. Bourrier V, Lecavelier des Etangs A, Vidal-Madjar A *Astron. Astrophys.* **565** A105 (2014)
71. Бисикало Д В, Шематович В И *Астрон. журн.* **92** 713 (2015); Bisikalo D V, Shematovich V I *Astron. Rep.* **59** 836 (2015)
72. Bisikalo D V et al. *Icarus* **282** 127 (2017)
73. Hardy D A, Gussenhoven M S, Holeman E J *Geophys. Res.* **90** 4229 (1985)
74. Павлюченков Я Н и др. *Астрон. журн.* **92** 154 (2015); Pavlyuchenkov Ya N et al. *Astron. Rep.* **59** 133 (2015)
75. Ионов Д Э, Шематович В И, Павлюченков Я Н *Астрон. журн.* **94** 381 (2017); Ionov D E, Shematovich V I, Pavlyuchenkov Ya N *Astron. Rep.* **61** 387 (2017)
76. Самарский А А, Попов Ю П *Разностные методы решения задач газовой динамики* (М.: Наука, 1992)
77. Withbroe G L *Astrophys. J.* **325** 442 (1988)
78. Huebner W F, Keady J J, Lyon S P *Astrophys. Space Sci.* **195** 1 (1992)
79. Bisikalo D V et al. *Astrophys. J.* **869** 108 (2018)
80. Lecavelier Des Etangs A et al. *Astron. Astrophys.* **514** A72 (2010)
81. Fossati L et al. *Astrophys. J.* **720** 872 (2010)
82. Lai Dong, Helling Ch, van den Heuvel E P J *Astrophys. J.* **721** 923 (2010)
83. Li Shu Lin et al. *Nature* **463** 1054 (2010)
84. Vidotto A A, Jardine M, Helling Ch *Astrophys. J.* **722** L168 (2010)
85. Vidotto A A, Jardine M, Helling Ch *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411** L46 (2011)
86. Vidotto A A, Jardine M, Helling Ch *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **414** 1573 (2011)
87. Boyarchuk A A et al. *Mass Transfer in Close Binary Stars: Gas Dynamical Treatment* (Advances in Astronomy and Astrophysics, Vol. 6) (London: Taylor and Francis, 2002)
88. Бисикало Д В, Жилкин А Г, Боярчук А Г *Газодинамика тесных двойных звезд* (М.: Физматлит, 2013)
89. Kopal Z *Close Binary Systems* (New York: Wiley, 1959)
90. Plavec M, Kratochvil P *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* **15** 165 (1964)
91. Savonije G J *Astron. Astrophys.* **71** 352 (1979)
92. Pringle J E, Wade R A (Eds) *Interacting Binary Stars* (Cambridge Astrophysics Series, Vol. 6) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985)
93. Bisikalo D V, Kaygorodov P V, Arakcheev A S *Living Together Planets, Host Stars, and Binaries. Proc. of a Conf., Litomyšl, Czech Republic, 8–12 September 2014* (Astronomical Society of the Pacific Conf. Ser., Vol. 496, Eds S M Rucinski, G Torres, M Zejda) (San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific, 2015) p. 337
94. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1988); Пер. на русск. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Fluid Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1987)
95. Баранов В Б, Краснобаев К В *Гидродинамическая теория космической плазмы* (М.: Наука, 1977)
96. Verigin M et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **108** 1323 (2003)
97. Koskinen T T et al. *Astrophys. J.* **723** 116 (2010)
98. Lubow S H, Shu F H *Astrophys. J.* **198** 383 (1975)
99. Черенков А А, Бисикало Д В, Кайгородов П В *Астрон. журн.* **91** 775 (2014); Cherenkov A A, Bisikalo D V, Kaigorodov P V *Astron. Rep.* **58** 679 (2014)
100. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **81** 494 (2004); Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **48** 449 (2004)
101. Bourrier V, Lecavelier des Etangs A *Astron. Astrophys.* **557** A124 (2013)
102. Катушкина О А, Измоденов В В *Письма в Астрон. журн.* **36** 310 (2010); Katushkina O, Izmodenov V V *Astron. Rep.* **36** 297 (2010)
103. Cherenkov A A, Bisikalo D V, Kosovichev A G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **475** 605 (2018)
104. Curdt W et al. *Astron. Astrophys.* **375** 591 (2001)
105. Wiese W L, Smith M W, Glennon B M *Atomic Transition Probabilities. A Critical Data Compilation Vol. 1 Hydrogen through Neon* (Washington, DC: U.S. Dept. of Commerce, National Bureau of Standards, 1966)
106. Brasken M, Kyrola E *Astron. Astrophys.* **332** 732 (1998)
107. Roe P L, in *Seventh Intern. Conf. on Numerical Methods in Fluid Dynamics. Proc. of the Conf., Stanford, CA, June 23–27, 1980* (Lecture Notes in Physics, Vol. 141, Eds W C Reynolds, R W MacCormack) (Berlin: Springer, 1981) p. 354
108. Balsara D *Astrophys. J. Suppl.* **132** 83 (2001)
109. Cantó J et al. *Astrophys. J.* **502** 695 (1998)
110. Scholz T T, Walters H R J *Astrophys. J.* **380** 302 (1991)
111. Möller P, Jakobsen P *Astron. Astrophys.* **228** 299 (1990)
112. Schneiter E M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **457** 1666 (2016)
113. Sanz-Forcada J et al. *Astron. Astrophys.* **532** A6 (2011)
114. *The HIPPARCOS and TYCHO Catalogues. Astrometric and Photometric Star Catalogues Derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission* (ESA Special Publ. Ser., No. 1200) (Noordwijk: ESA Publ. Division, 1997)
115. Ermolaev A M *J. Phys. B* **21** 81 (1988)
116. Boyajian T et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **447** 846 (2015)
117. Callaway J *Phys. Lett. A* **48** 359 (1974)
118. Bell K L, Kingston A E *Proc. Phys. Soc.* **90** 895 (1967)
119. Inokuti M, Kim Y K *Phys. Rev.* **173** 154 (1968)
120. Bell K L, Kingston A E, McIlveen W A *J. Phys. B* **8** 358 (1975)
121. Бисикало Д В, Кайгородов П В, Константинова Н И *Астрон. журн.* **92** 705 (2015); Bisikalo D V, Kaigorodov P V, Konstantinova N I *Astron. Rep.* **59** 829 (2015)
122. Shaikhislamov I F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **481** 5315 (2018)
123. Dwivedi N K et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **487** 4208 (2019)
124. Shaikhislamov I F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **491** 3435 (2020)
125. Grie meier J M et al. *Astron. Astrophys.* **425** 753 (2004)
126. Sánchez-Lavega A *Astrophys. J.* **609** L87 (2004)
127. Stevenson D J *Rep. Prog. Phys.* **46** 555 (1983)
128. Showman A P, Guillot T *Astron. Astrophys.* **385** 166 (2002)
129. Jones C A *Annu. Rev. Fluid Mech.* **43** 583 (2011)
130. Jones C A *Icarus* **241** 148 (2014)
131. Брагинский С И ЖЭТФ **47** 2178 (1964); Braginskii S I *Sov. Phys. JETP* **20** 1462 (1965)
132. Parker E N *Cosmical Magnetic Fields: Their Origin and Their Activity* (Oxford: Clarendon Press, 1979)
133. Cowling T G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **94** 39 (1933)
134. Batygin K, Stanley S, Stevenson D J *Astrophys. J.* **776** 53 (2013)
135. Rogers T M, Showman A P *Astrophys. J.* **782** L4 (2014)
136. Rogers T M, Komacek T D *Astrophys. J.* **794** 132 (2014)
137. Rogers T M *Nat. Astron.* **1** 0131 (2017)
138. Moore K M et al. *Nature* **561** 76 (2018)
139. Erkaev N V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **470** 4330 (2017)
140. Жилкин А Г, Бисикало Д В *Астрон. журн.* **96** 547 (2019); Zhilkin A G, Bisikalo D V *Astron. Rep.* **63** 550 (2019)
141. Беленская Е С УФН **179** 809 (2009); Belenkaya E S *Phys. Usp.* **52** 765 (2009)
142. Russell C T *Rep. Prog. Phys.* **56** 687 (1993)
143. Ip W H, Kopp A, Hu J H *Astrophys. J.* **602** L53 (2004)
144. Koskinen T T et al. *Astrophys. J.* **722** 178 (2010)
145. Trammell G B, Arras P, Li Z Y *Astrophys. J.* **728** 152 (2011)
146. Trammell G B, Li Z Y, Arras P *Astrophys. J.* **788** 161 (2014)
147. Matsakos T, Uribe A, Königl A *Astron. Astrophys.* **578** A6 (2015)
148. Аракчеев А С и др. *Астрон. журн.* **94** 927 (2017); Arakcheev A S et al. *Astron. Rep.* **61** 932 (2017)

149. Бисикало Д В, Аракчеев А С, Кайгородов П В *Астрон. журн.* **94** 920 (2017); Bisikalo D V, Arakcheev A S, Kaigorodov P V *Astron. Rep.* **61** 925 (2017)
150. Жилкин А Г, Бисикало Д В, Кайгородов П В *Астрон. журн.* **97** 145 (2020); Zhilkin A G, Bisikalo D V, Kaygorodov P V *Astron. Rep.* **64** 159 (2020)
151. Жилкин А Г, Бисикало Д В, Кайгородов П В *Астрон. журн.* **97** 242 (2020); Zhilkin A G, Bisikalo D V, Kaygorodov P V *Astron. Rep.* **64** 259 (2020)
152. Жилкин А Г, Бисикало Д В *Астрон. журн.* **97** 538 (2020); Zhilkin A G, Bisikalo D V *Astron. Rep.* **97** 538 (2020)
153. Жилкин А Г, Бисикало Д В, Боярчук А А *УФН* **182** 121 (2012); Zhilkin A G, Bisikalo D V, Boyarchuk A A *Phys. Usp.* **55** 115 (2012)
154. Tanaka T *J. Comput. Phys.* **111** 381 (1994)
155. Powell K G et al. *J. Comput. Phys.* **154** 284 (1999)
156. Lax P D *Commun. Pure Appl. Math.* **7** 159 (1954)
157. Friedrichs K O *Commun. Pure Appl. Math.* **7** 345 (1954)
158. Рusanov В В *Журн. вычисл. матем. матем. физ.* **1** 267 (1961); Rusanov V V *USSR Comput. Math. Math. Phys.* **1** 304 (1962)
159. Cargo P, Gallice G J. *Comput. Phys.* **136** 446 (1997)
160. Куликовский А Г, Погорелов Н В, Семенов А Ю *Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений* (М.: Физматлит, 2001); Пер. на англ. яз.: Kulikovskii A G, Pogorelov N V, Semenov A Yu *Mathematical Aspects of Numerical Solution of Hyperbolic System* (Chapman and Hall Monographs and Surveys in Pure and Applied Mathematics, Vol. 118) (Boca Raton, FL: Chapman and Hall/CRC, 2001)
161. Chakravarthy S R, Osher S, in *Proc. of the 23rd Aerospace Sciences Meeting, 14–17 January 1985, Reno, NV, USA*, No. 85 AIAA (Reston, VA: AIAA, 1985) pap. 363, <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.1985-363>
162. Жилкин А Г и др. *Астрон. журн.* **96** 748 (2019); Zhilkin A G et al. *Astron. Rep.* **63** 751 (2019)
163. Einfeldt B *SIAM J. Numer. Anal.* **25** 294 (1988)
164. Harten A, Hyman J M J. *Comput. Phys.* **50** 235 (1983)
165. Dedner A et al. *J. Comput. Phys.* **175** 645 (2002)
166. Farrell W M et al. *Bioastronomy 2002: Life Among the Stars. Proc. of the 213th Symp. of the Intern. Astronomical Union Hamilton Island, Great Barrier Reef, Australia* (Eds R P Norris, F H Stootman) (San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific, 2004) p. 73
167. Weber C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **469** 3505 (2017)
168. Wu C S, Lee L C *Astrophys. J.* **230** 621 (1979)
169. Owens M J, Forsyth R J *Living Rev. Solar Phys.* **10** 5 (2013)
170. Parker E N *Astrophys. J.* **128** 664 (1958)
171. Weber E J, Davis L (Jr.) *Astrophys. J.* **148** 217 (1967)
172. Brandt J C, Wolff C, Cassinelli J P *Astrophys. J.* **156** 1117 (1969)
173. Sakurai T *Sol. Phys.* **76** 301 (1982)
174. Goeler M L, Schwadron N A, Smith C W J. *Geophys. Res. Space Phys.* **119** 115 (2014)
175. Fabbian D et al. *Astron. Nachrichten* **338** 753 (2017)
176. Lammer H et al. *Earth Planets Space* **64** 179 (2012)
177. Khodachenko M L et al. *Astrophys. J.* **744** 70 (2012)
178. Mestel L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **138** 359 (1968)
179. Alexeev I I, Belenkaya E S *Ann. Geophys.* **23** 809 (2005)
180. Charbonneau D et al. *Astrophys. J.* **529** L45 (2000)
181. Khodachenko M L et al. *Astrophys. J.* **885** 67 (2019)
182. Awiphan S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **463** 2574 (2016)
183. Chen F F *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* Vol. 1 *Plasma Physics* (New York: Plenum Press, 1984)
184. Maehara H et al. *Nature* **485** 478 (2012)
185. Shibayama T et al. *Astrophys. J. Suppl.* **209** 5 (2013)
186. Maehara H et al. *Earth Planets Space* **67** 59 (2015)
187. Vourlidas A et al. *Astrophys. J.* **722** 1522 (2010)
188. Webb D F, Howard T A *Living Rev. Solar Phys.* **9** 3 (2012)
189. Бисикало Д В, Черенков А А *Астрон. журн.* **93** 139 (2016); Bisikalo D V, Cherenkov A A *Astron. Rep.* **60** 183 (2016)
190. Cherenkov A et al. *Astrophys. J.* **846** 31 (2017)
191. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **95** 686 (2018); Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **62** 648 (2018)
192. Черенков А А, Бисикало Д В, в сб. *Сборник трудов мемориальной конф. 2018 г., посвященной памяти академика А. А. Боярчука* (Сборник научных трудов ИНАСАН, Т. 1, Под ред. Д В Бисикало, Д З Вибе) (М.: Янус-К, 2018) с. 265
193. Черенков А А и др. *Астрон. журн.* **96** 106 (2019); Cherenkov A A et al. *Astron. Rep.* **63** 94 (2019)
194. Кайгородов П В, Ильина Е А, Бисикало Д В *Астрон. журн.* **96** 367 (2019); Kaigorodov P V, Ilina E A, Bisikalo D V *Astron. Rep.* **63** 365 (2019)
195. Ionov D E, Pavlyuchenkov Ya N, Shematovich V I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **476** 5639 (2018)
196. Veronig A et al. *Astron. Astrophys.* **382** 1070 (2002)
197. Tsurutani B T et al. *Geophys. Res. Lett.* **32** L03S09 (2005)
198. Khodachenko M L et al. *Astrobiology* **7** 167 (2007)
199. Lammer H et al. *Astrobiology* **7** 185 (2007)
200. Kay C et al. *Astrophys. J.* **827** 70 (2016)
201. Farrell W M et al. *J. Geophys. Res. Planets* **117** E00K04 (2012)
202. Möstl C et al. *Astrophys. J.* **787** 119 (2014)
203. Richardson I G, Cane H V *Solar Phys.* **264** 189 (2010)
204. Кайгородов П В, Ильина Е А *Науч. труды Ин-та астрономии PAH* **3** 124 (2019)
205. Bisikalo D V, Cherenkov A A, Kaygorodov P V, in *Solar and Stellar Flares and their Effects on Planets: Proc. of the 320th Symp. of the International Astronomical Union, Honolulu, United States, August 11–14, 2015* (IAU Symp., Vol. 320, Eds A G Kosovichev, S L Hawley, P Heinzel) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2016) p. 224
206. Johnstone C P et al. *Astron. Astrophys.* **577** A122 (2015)
207. Vidotto A A et al., in *18th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, Proc. of the Conf. Lowell Observatory, 8–14 June, 2014* (Eds G T van Belle, H C Harris) (San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific, 2015) p. 65
208. Cesla S et al. *Astron. Astrophys.* **629** A5 (2019)
209. Курбатов Е П, Бисикало Д В, Шайхисламов И Ф *Астрон. журн.* **97** 986 (2020); Kurbatov E P, Bisikalo D V, Shaikhislamov I F *Astron. Rep.* **64** 1016 (2020)
210. Sproß L et al. *Astron. Rep.* **65** 275 (2021)

Gas envelopes of exoplanets—hot Jupiters

D.V. Bisikalo^(a), V.I. Shematovich^(b), P.V. Kaygorodov^(c), A.G. Zhilkin^(d)

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

E-mail: ^(a) bisikalo@inasan.ru, ^(b) shematov@inasan.ru, ^(c) pasha@inasan.ru, ^(d) zhilkin@inasan.ru

We consider the physical characteristics and dynamics of the gaseous envelopes of hot Jupiters (HJs)—gas giants with a mass comparable to Jupiter's and an orbital semiaxis of less than 0.1 a.u. Although HJs were discovered almost a quarter of a century ago, many issues about their origin remain open. There are two reasons for the scientific interest in HJs. The first is the absence of such planets in the Solar System, which is challenging in all cosmogonical theories. The second is that the exoplanet atmospheres' characteristics can now be derived primarily for transit HJs by examining their absorption spectra. Thanks to their large size, such planets can be readily observed, as opposed to others, and their transits can be observed at much higher orbital inclinations. Comparatively recently, in at least some HJs, extended gas envelopes far exceeding their Roche lobes have been found. The paper focuses on the results of theoretical investigations and numerical modeling of the dynamics of HJ envelopes. We also discuss experimental testing of the obtained results and predictions using the planned Russian Spectrum-UV (international name: WSO-UV) and Millimetron space telescopes.

Keywords: hot Jupiters, exoplanetary atmospheres, aeronomic models, MHD

PACS number: 96.15.Hy

Bibliography — 210 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **191** (8) 785–845 (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.11.038879>

Received 1 June 2020, revised 9 November 2020

Physics—Uspekhi **64** (8) (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.11.038879>