

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи



Черенков Александр Александрович

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМОВ И  
ЯВЛЕНИЙ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ГАЗОДИНАМИКУ  
ОБОЛОЧЕК ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ

01.03.02 — астрофизика и звездная астрономия

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
д.ф.-м.н., профессор,  
член-корр. РАН Д.В. Бисикало

Москва — 2018

## Оглавление

<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>1 Модель оболочки горячего юпитера</b>	<b>14</b>
1.1 Физическая модель . . . . .	15
1.2 Математическая модель . . . . .	17
1.3 Параметры экзопланеты HD 209458b . . . . .	20
1.4 Численная модель . . . . .	22
1.5 Выводы к Главе 1 . . . . .	29
<b>2 Темпы потери массы экзопланетами типа горячий юпитер с газовыми оболочками различных видов</b>	<b>31</b>
2.1 Параметры модели . . . . .	33
2.2 Результаты . . . . .	35
2.2.1 Замкнутая атмосфера (Модель 1) . . . . .	35
2.2.2 Замкнутая атмосфера (Модель 2) . . . . .	37
2.2.3 Квазизамкнутая атмосфера (Модель 3) . . . . .	39
2.2.4 Открытая атмосфера (Модель 4) . . . . .	42
2.3 Выводы к Главе 2 . . . . .	45
2.4 Положение, выносимое на защиту . . . . .	46
<b>3 Влияние корональных выбросов массы на темп потери мас- сы атмосферами горячих юпитеров</b>	<b>47</b>
3.1 Особенности модели, учитывающей КВМ . . . . .	49
3.2 Параметры КВМ . . . . .	51
3.3 Результаты . . . . .	55

3.4	Обсуждение . . . . .	59
3.5	Выводы к Главе 3 . . . . .	62
3.6	Положение, выносимое на защиту . . . . .	63
<b>4</b>	<b>Влияние радиативного давления на газодинамику атмосферы горячего юпитера HD 209458b</b>	<b>65</b>
4.1	Модель с учетом радиативного давления . . . . .	67
4.1.1	Особенности газодинамической модели . . . . .	71
4.1.2	Фотоионизация . . . . .	73
4.1.3	Радиативное давление . . . . .	75
4.1.4	Профиль линии Ly- $\alpha$ звезды HD 209458 . . . . .	77
4.2	Результаты и обсуждение . . . . .	79
4.3	Влияние других источников поглощения . . . . .	87
4.3.1	Рассеяние Томсона на электронах . . . . .	87
4.3.2	Поглощение на отрицательных ионах водорода . . . . .	88
4.4	Выводы к Главе 4 . . . . .	93
4.5	Положения, выносимые на защиту . . . . .	94
	<b>Заключение</b>	<b>96</b>
	<b>Литература</b>	<b>103</b>

## Введение

Обнаружение экзопланет — планет, обращающихся вокруг других звезд, — является одним из величайших открытий астрономии конца прошлого столетия. Значительную долю известных на сегодняшний день экзопланет составляют так называемые «горячие юпитеры». Это планеты-гиганты (с массой порядка массы Юпитера), обращающиеся на низких орбитах (в пределах 0.1 а.е.) вокруг своих родительских звезд. Обнаружение этих объектов поставило перед научным сообществом ряд принципиальных вопросов — как они образуются, какова их эволюция, какими свойствами обладают их атмосферы и т.д. В представленной диссертационной работе исследуются различные физические механизмы, определяющие газодинамику и эволюцию атмосфер горячих юпитеров.

Нужно отметить, что вопрос о свойствах атмосфер горячих юпитеров является одним из наиболее интересных в современной астрофизике. Из-за близости этих объектов к их родительским звездам они подвержены сильному гравитационному влиянию, значительному облучению и почти непрерывному воздействию плазменных явлений, происходящих в короне звезд, и, соответственно, их атмосферы должны существенно отличаться от атмосфер планет Солнечной системы.

При фотометрических наблюдениях на длине волны Лайман-альфа (УФ) первичного транзита (прохождения планеты перед диском родительской звезды) горячего юпитера HD 209458b, проведенных с использованием телескопа имени Хаббла (HST), было зафиксировано падение интенсивности на 9-15%, тогда как в оптическом диапазоне диск планеты поглощает всего 1.8% излучения звезды [1–4]. Это означает, что наблюдаемый горячий юпитер окружен водородной оболочкой, размеры которой в несколько раз

превышают размер самой планеты. Причем эта оболочка настолько велика, что выходит за пределы полости Роша планеты – области вокруг планеты, в которой возможно существование стабильной атмосферы. Аналогичные оболочки также были обнаружены для планет HD 189733b и WASP-12b, в том числе в линиях ионов других элементов (C, O, Si, Mg) [5–10]. Кроме того, наблюдения WASP-12b в 2009 году показали, что вход в затмение планеты в УФ полосах происходит примерно на 50 минут ранее, чем затмение планетным диском в видимом спектре. Это означает, что значительная часть относительно плотного газа оболочки простирается вперед по ходу движения планеты на расстояние 4-5 радиусов планеты [11].

Для корректной интерпретации полученных данных наблюдений необходимо определить структуру исследуемой оболочки. Из-за большого размера оболочек горячих юпитеров их форма будет определяться не сферически симметричным потенциалом планеты, как в случае планет Солнечной системы, а более сложным потенциалом Роша — в этом случае форма оболочки будет отклоняться от сферической, а для оболочек, превышающих размер полости Роша, будет наблюдаться истечение вещества из окрестностей точек Лагранжа  $L_1$  и  $L_2$  и, соответственно, их форма должна быть чрезвычайно сложной. Согласно оценкам, сделанным в работе [12], атмосферы как минимум трети известных на тот момент горячих юпитеров переполняют их полости Роша. Одна из загадок горячих юпитеров связана со стабильностью их атмосфер. Действительно, из-за большого радиуса планеты и ее близкого расположения к родительской звезде в системе должен происходить постоянный отток атмосферы, который привел бы к быстрому исчерпанию массы большинства наблюдаемых горячих юпитеров.

Оценки, основанные на теоретических моделях, показывают, что движение планеты относительно звездного ветра на всех расстояниях от звезды будет сверхзвуковым — на низких орбитах за счет высокой орбитальной

скорости, на высоких — за счет радиальной скорости ветра. При таком движении перед планетой образуется отошедшая ударная волна, за которой следует контактный разрыв — поверхность, разделяющая вещество звездного ветра и атмосферы. Косвенным признаком наличия ударной волны на существенном расстоянии от планеты является наблюдение раннего затмения у некоторых горячих юпитеров — падение блеска звезды в ультрафиолетовых линиях таких планет начинается существенно раньше, чем сама планета пересекает лимб звезды. Численные расчеты, проведенные в работах [13–15], показали, что динамическое давление звездного ветра может оказаться достаточным, чтобы остановить расширение атмосферы, делая часть атмосферы стабильной даже за пределами полости Роша планеты.

Исследование горячих юпитеров по-прежнему остается актуальной задачей. Несмотря на большое количество открытых планет такого типа, горячие юпитеры все еще остаются слабо изученными объектами, поскольку их непосредственное наблюдение крайне затруднено наличием яркой звезды рядом. В связи с этим особую важность приобретает работа по созданию численных моделей, с помощью которых появляется возможность в деталях исследовать течение в их атмосферах и оболочках. Для этого необходимо разработать численную модель, корректно учитывающую основные физические явления и процессы, влияющие на формирование оболочек таких планет. Такая модель также может быть полезна для уточнения эволюционных сценариев данных планет, для определения механизмов и места формирования таких объектов в планетных системах. Полученные результаты могут пролить свет на многие загадки, связанные с формированием и эволюцией других планетных систем что, в конечном итоге, приблизит нас к пониманию особенностей нашей собственной Солнечной системы.

Целью данной диссертационной работы является исследование особенностей основных физических механизмов и явлений, определяющих газодинамику оболочек горячих юпитеров.

## Цели диссертационной работы

1. Определение темпов потери массы и проведение анализа структуры течения для горячих юпитеров с оболочками различных видов. В соответствии с работой [14], тип газовой оболочки экзопланеты зависит от положения точки лобового столкновения (ТЛС, точки, в которой динамическое давление ветра уравнивает давление атмосферы экзопланеты) относительно границ полости Роша. У планет, ТЛС которых лежат внутри полости Роша планеты, оболочки имеют почти сферическую форму классической атмосферы, слабо искаженную воздействием звезды и взаимодействием с газом звездного ветра. Из атмосфер планет, ТЛС которых находится за пределами полости Роша, начинается истечение вещества через окрестности точек Лагранжа  $L_1$  и  $L_2$ , при этом формирующаяся оболочка становится существенно несимметричной. Последний класс объектов также можно разделить на два типа. Если динамического давления газа звездного ветра достаточно для того, чтобы остановить наиболее мощное истечение из внутренней точки Лагранжа  $L_1$ , то, как впервые было показано в работе [13], в системе формируется квазизамкнутая стационарная оболочка сложной формы. Если ветер не может остановить струю из  $L_1$ , то в системе формируется открытая оболочка. Определение темпа потери массы для оболочек различных видов является чрезвычайно актуальной задачей, так как ее решение позволит не только определять их эволюционный статус, но и корректно интерпретировать имеющиеся и планируемые наблюдения.
2. Исследование влияния резкого изменения параметров звездного ветра, так называемых корональных выбросов масс (КВМ), на газодинамику и эволюцию оболочек горячих юпитеров. На примере Солнца мы знаем, что параметры ветра звезд главной последовательности

постоянно изменяются, и в период максимума активности Солнца корональные выбросы массы могут происходить с частотой около 4 раз в день. Во время КВМ плотность и скорость ветра может кратковременно возрасти на порядок величины, а динамическое давление — на несколько порядков. Учитывая, что часть квазизамкнутой оболочки горячих юпитеров, лежащая вне полости Роша, слабо связана с планетой гравитационно, даже небольшое изменение динамического давления звездного ветра может сделать такую оболочку нестабильной и привести к срыву части оболочки. У более молодых звезд вспышки происходят еще чаще, поэтому необходимо учитывать этот механизм потери массы в эволюционных моделях таких планет.

3. Исследование влияния радиативного давления излучения родительской звезды на газодинамику оболочек горячих юпитеров. Существуют научные группы, которые полагают, что динамика оболочек горячих юпитеров определяется в первую очередь радиационным давлением звезды, а не взаимодействием со звездным ветром [16]. Это предположение основано на том факте, что отношение силы радиационного давления к силе гравитации, действующих на одиночный атом водорода в основном состоянии в системе с солнечноподобной звездой, составляет порядка единицы, и, предположительно, давление излучения должно иметь огромное влияние на газовую динамику оболочек горячих юпитеров. Однако при расчете влияния радиативного давления на газодинамику оболочки горячего юпитера необходимо учитывать ряд других ключевых факторов: степень ионизации вещества в оболочке, интенсивность линии Лайман-альфа родительской звезды, поглощение при распространении внутри оболочки; при этом необходимо также учитывать взаимное пространственное воздействие различных сил: радиационного давления, теплового давления, гравитационных сил и динамического давления звездного ветра.

Данная задача представляет интерес для моделирования атмосфер близких экзопланет других типов — таких как теплые нептуны и суперземли вокруг карликовых звезд, а также горячих юпитеров вокруг молодых и активных звезд — где физические условия могут существенно отличаться.

## Задачи

1. Разработка и программная реализация анализатора темпов потери массы горячего юпитера в рамках разрабатываемого вычислительного комплекса для расчета динамики оболочек горячих юпитеров.
2. Определение темпов потери массы оболочками горячих юпитеров различных типов, проведение подробного анализа течений в квази-замкнутой оболочке.
3. Разработка, программная реализация и тестирование модуля, позволяющего моделировать переменные граничные условия в модели оболочки горячего юпитера для симуляции прохождения коронального выброса массы через расчетную область.
4. Проведение численного моделирования взаимодействия КВМ с различными скоростями распространения с оболочкой горячего юпитера, анализ изменения темпов потери массы в течение этого события и оценка влияния этого процесса на эволюцию горячего юпитера.
5. Проведение анализа влияния различных источников поглощения в водородной оболочке горячего юпитера.
6. Разработка, программная реализация и тестирование модуля, позволяющего рассчитывать перенос излучения в оболочке горячего юпитера для линии Лайман-альфа с учетом поглощения и доплеровского сдвига.

7. Разработка, программная реализация и тестирование модуля для расчета неравновесной ионизации вещества оболочки горячего юпитера, основанного на вычислении темпов реакций.
8. Проведение численного моделирования газодинамики с учетом давления излучения родительской звезды в линии Лайман-альфа. Проведение дополнительных расчетов с увеличенной интенсивностью ультрафиолетовых линий (линии Лайман-альфа и ионизирующего излучения) для более подробной оценки влияния данного эффекта.
9. Проведение анализа поглощения линии Лайман-альфа родительской звезды в оболочке горячего юпитера в зависимости от степени ионизации вещества атмосферы.

### **Научная и практическая значимость**

Моделирование атмосфер горячих юпитеров является важной областью исследования экзопланет. Сейчас, когда в динамично развивающейся науке об экзопланетах уже накоплен значительный наблюдательный материал, от задачи обнаружения самих экзопланет акцент смещается на детальное описание и моделирование экзопланетных атмосфер. Так как некоторые физические атмосферные явления проявляются в их оболочках в более ярко выраженной форме, чем у планет Солнечной системы, это делает их уникальными лабораториями. Благодаря спектроскопическим наблюдениям атмосфер данных экзопланет был открыт эффект газодинамического оттока их газовых оболочек, предполагавшийся ранее только теоретически для первичных водородно-гелиевых атмосфер планет земной группы.

В представленной диссертации исследуется газодинамика горячих юпитеров. Данные исследования необходимы как для объяснения наблюдений, так и для определения эволюционного статуса оболочек разных типов. Так как горячие юпитеры и другие близкие планеты имеют оболоч-

ки сложной несимметричной формы, подверженные воздействию звездного ветра, необходимо учитывать это при интерпретации наблюдений. Построение модели атмосферы горячего юпитера также поможет теоретикам при разработке полной модели планетных систем, так как, несмотря на распространенность горячих юпитеров, до конца не ясен механизм их образования и возможной миграции. Эти исследования также помогут в исследовании атмосфер планет Солнечной системы, их эволюции при молодом Солнце, что, в свою очередь, поможет как заглянуть в прошлое, так и предсказать будущее нашей планеты.

### **Структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Число страниц в диссертации 115, рисунков 25, таблиц 2. Список литературы состоит из 106 наименований.

### **Личный вклад соискателя**

Соискатель в равной степени с другими соавторами участвовал в постановке задач, разработке модулей для численной модели, их тестировании, проведении расчетов, получении и представлении результатов.

В частности, соискателем:

1. Оптимизирована численная реализация вычислительного комплекса для расчета оболочки горячего юпитера.
2. Реализован и протестирован анализатор темпов потери массы горячего юпитера.
3. Реализован и протестирован модуль, позволяющий моделировать переменные граничные условия для исследования влияния КВМ на оболочку горячего юпитера.

4. Реализован и протестирован модуль, позволяющий рассчитывать перенос излучения в оболочке горячего юпитера с учетом поглощения и доплеровского сдвига в линии.
5. Реализован и протестирован модуль для расчета неравновесной ионизации вещества оболочки горячего юпитера с учетом фотоионизации излучением родительской звезды.
6. Проведен анализ влияния различных источников поглощения для задачи о радиативном давлении в оболочке горячего юпитера.
7. Получены и обработаны представленные в работе результаты численного моделирования.

### **Научная новизна**

1. Впервые на основе трехмерных газодинамических расчетов вычислены темпы потери массы атмосферой горячего юпитера с оболочками различных типов.
2. Впервые оценено влияние КВМ на темп потери массы горячего юпитера с квазизамкнутой оболочкой в рамках трехмерной газодинамической модели. Установлено, что типичный КВМ солнечноподобной родительской звезды при взаимодействии срывает и уносит большую часть оболочки, находящуюся вне полости Роша и гравитационно слабо связанную с планетой.
3. Впервые разработана трехмерная газодинамическая модель атмосфер горячих юпитеров, позволяющая исследовать влияние давления излучения в линии Лайман-альфа с учетом поглощения излучения, доплеровского смещения и расчета неравновесной ионизации. Использование модели показало, что для типичного горячего юпитера,

вращающегося вокруг звезды солнечного типа, эффектом радиационного давления при расчете газодинамики его оболочки можно пренебречь.

## 1. Модель оболочки горячего юпитера

Создание модели, описывающей динамику оболочек горячих юпитеров, преследует две основные цели. Первая задача заключается в интерпретации полученных наблюдательных данных, а также в использовании результатов расчетов для планирования последующих наблюдений. На сегодняшний день горячие юпитеры остаются единственным классом экзопланет, для атмосфер которых был получен значительный наблюдательный материал, так как большие температуры их атмосфер, а, следовательно, и шкалы высот в них, делают эти планеты идеальными кандидатами для исследования их газовых оболочек транзитным методом. На настоящий момент фотометрические и спектроскопические наблюдения первичных и вторичных транзитов горячих юпитеров являются основным источником наблюдательных данных об экзопланетных атмосферах [17–19]. Исследовав, какие физические механизмы и явления определяют газодинамику их атмосфер, научное сообщество сможет подойти к решению второй задачи: разработке моделей для исследования эволюции их атмосфер, что, в свою очередь, даст возможность определить условия формирования и механизмы миграции данных планет [20–22]. Решение данной задачи даст значительный толчок в развитии теорий формирования планетных систем, в том числе и нашей Солнечной системы.

Для решения поставленных задач требуется разработка вычислительного комплекса, который позволит выявить физические процессы и механизмы, определяющие газодинамику горячих юпитеров, обращающихся вокруг солнечноподобных звезд. В данной главе будут рассмотрены физическая, математическая и численная модели, положенные в основу газодинамического кода, используемого в последующих главах.

## 1.1. Физическая модель

Когда в 1990-ых годах начался систематический поиск экзопланет, научное сообщество полагало, что потребуются многие годы, прежде чем будут обнаружены и подтверждены первые внесолнечные планеты [23]. Однако результатов не пришлось ждать очень долго, и уже в 1995 году [24] был обнаружен первый представитель семейства горячих юпитеров — планет, вращающихся вокруг своих звезд на очень близких орбитах с периодами всего в несколько дней. Данные объекты не имеют аналогов в Солнечной системе, и, как показали последующие спектроскопические наблюдения [3–10], динамика верхних слоев их атмосфер гораздо сложнее, чем у планет нашей системы, при этом данные газовые оболочки могут иметь сложную несферическую форму. Вычислительный комплекс, используемый в диссертационной работе, разрабатывался для определения влияния различных физических механизмов, обуславливающих наблюдаемую газодинамику оболочек экзопланет данного класса.

Первым явлением, определяющим формирование оболочек горячих юпитеров, является открытый в работах [25–27] газодинамический отток: вещество атмосферы может покидать область гравитационного притяжения планеты (полость Роша) не через убегание быстрых молекул, а через газодинамическое истекание, что совершенно несвойственно современным атмосферам планет Солнечной системы. Вторым важным фактором является взаимодействие истекающего вещества атмосферы с относительно плотным, из-за близости к родительской звезде, газом набегающего звездного ветра, который может подавить отток атмосферы, в результате чего атмосфера будет принимать сложную несферическую форму с необычными наблюдательными проявлениями.

В рамках данной работы используется трехмерный вычислительный код, в котором течение вещества атмосферы описывается трехмерной си-

стемой уравнений газовой динамики в гравитационном поле, замыкаемой уравнением состояния идеального нейтрального одноатомного газа. Стоит отметить, что в отсутствие магнитного поля данная система так же описывает поведение плазмы. Физические приближения и предположения, принятые в данном коде, позволяют, не искажая поведения моделируемой системы, его упростить. Так, в модели не учитывались неадиабатические процессы радиационного нагрева и охлаждения газа, так как для трехмерной системы это очень вычислительно затратная задача. В принятом упрощении внутренние граничные условия, температура и плотность на фотометрическом радиусе планеты, задавались в соответствии с оценками из работ других авторов [28], где учитывались процессы нагрева и охлаждения внутренних слоев атмосферы. Допущение, что параметры атмосферы являются постоянными по всей поверхности планеты, является основным фактором, определяющим точность используемой модели.

Мы также вводим упрощения, связанные с параметрами орбит и вращением моделируемого горячего юпитера. В общем случае орбиты горячих юпитеров могут иметь значительный эксцентриситет [29, 30], но, в целом, для большинства обнаруженных горячих юпитеров их орбиты достаточно точно описываются круговой орбитой. При этом известно, что характерное время синхронизации вращения газового юпитера с вращением звезды мало по сравнению с временем жизни системы [31], поэтому при расчетах предполагается, что обращение планеты по орбите и вращение вокруг собственной оси синхронизованы друг с другом, т. е. в системе, вращающейся вместе с планетой, внутренние слои атмосферы будут неподвижны, что значительно упрощает моделирование внутренних граничных условий атмосферы.

В общем случае при расчете гравитационных сил, действующих на элемент вещества в оболочке горячего юпитера, необходимо учитывать зависимость полного потенциала системы от мгновенного распределения

плотности вещества внутри каждого из компонентов системы (планеты и звезды). Но так как в данной работе исследуются структуры течения газовых оболочек экзопланет, формирующиеся на значительном удалении от фотометрического радиуса планеты, и имеющие пренебрежимо малую массу по сравнению с массой экзопланеты, то гравитационные силы в системе с очень высокой точностью могут быть описаны приближением потенциала Роша. В данном приближении предполагается, что компоненты двойной системы движутся по круговым орбитам и массы вещества звезды и экзопланеты сконцентрированы в их центрах (см., например, [32]).

В Главах 2 и 3 при расчетах не учитывается давление звездного излучения, и как будет подробно исследовано в последней главе, данное предположение справедливо, так как в моделируемой системе HD 209458b интенсивность излучения родительской звезды недостаточно велика, чтобы давление звездного излучения было сравнимо с другими эффектами (динамическим давлением звездного ветра, гравитационным полем). Также во всей работе не учитывается магнитное поле планеты: данное предположение обосновано тем, что из-за синхронизованности вращения магнитный момент экзопланеты HD 209458b должен быть в 10 меньше, чем у Юпитера [33–36].

## 1.2. Математическая модель

Течение описывается трехмерной система уравнений газовой динамики в гравитационном поле:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p I] = -\rho \operatorname{grad} \Phi - 2[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}] \rho, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u}(\varepsilon + p)] = -\rho \mathbf{u} \operatorname{grad} \Phi, \quad (1.3)$$

где  $\rho$  — плотность газа,  $\mathbf{u}$  — скорость газа,  $p$  — давление газа,  $\varepsilon = \rho \epsilon + \rho \mathbf{u}^2/2$  — сумма внутренней и кинетической плотностей энергии,  $\boldsymbol{\Omega}$  — угловая скорость вращения планеты (она совпадает с орбитальной скорости планеты, так как предполагается, что обращение планеты по орбите и вращение вокруг собственной оси синхронизованы), а  $\Phi$  — гравитационный потенциал. Чтобы замкнуть систему, мы используем уравнение состояния идеального газа:

$$\epsilon = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)}, \quad (1.4)$$

где  $\gamma = 5/3$  является показателем адиабаты. В Главе 4, посвященной исследованию влияния давления излучения родительской звезды, в уравнение моментов (1.2) будет добавлен член, описывающий данный эффект. Также, для расчета степени ионизации вещества, к данным уравнениям будет добавлено уравнение переноса неионизованного вещества, аналогичное уравнению переноса массы (1.1), но с источниками (скорости реакций) в правой части. Соответствующие изменения подробно описаны в Главе 4.

Как уже было сказано в предыдущем параграфе, для описания гравитационных сил в этой системе используется потенциал Роша, в основе которого лежат следующие упрощения: орбита круговая и гравитационное поле описывается двумя точечными массами. Рассмотрим вращающуюся декартовую систему координат  $(X, Y, Z)$ , с началом координат в центре звезды (Рис. 1.1). При этом ее скорость вращения равна скорости вращения компонентов системы  $\Omega$ , а центр вращения находится в центре масс системы. В такой неинерциальной системе планета будет всегда иметь координаты  $(A, 0, 0)$ , где  $A$  — расстояние между звездой и планетой. Тогда для нашей задачи потенциал Роша примет следующий вид:

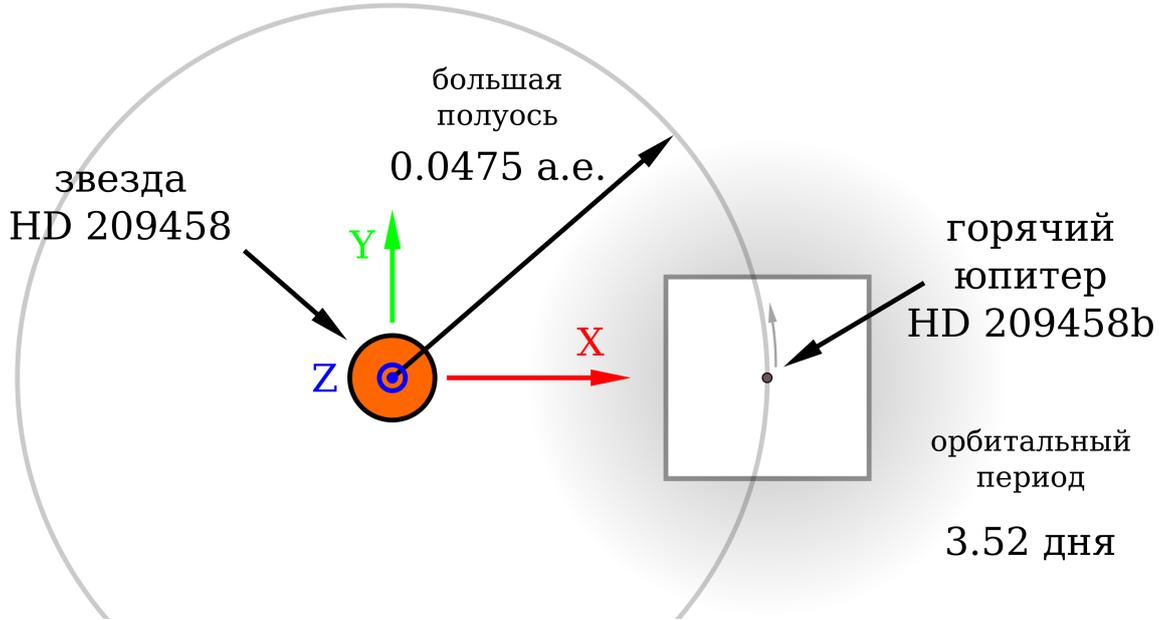


Рис. 1.1. Схематическое изображение системы звезда–планета HD 209458. Слева звезда, справа планета. На данном рисунке соблюден масштаб расстояний: относительные размеры звезды, планеты и большой полуоси системы сохранены. Отмечена счетная область, ее размеры по осям  $X$  и  $Y$  составляют  $(40 \times 40)R_{pl}$ . Показаны оси системы, вращающейся вместе с планетой, используемой для записи потенциала Роша.

$$\Phi = -\Gamma(x, y, z) \cdot \left( \frac{GM_*}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + \frac{GM_{pl}}{\sqrt{(x - A)^2 + y^2 + z^2}} \right) - \frac{1}{2} \Omega^2 \left[ \left( x - A \frac{M_{pl}}{M_* + M_{pl}} \right)^2 + y^2 \right], \quad (1.5)$$

где  $\Omega$  — угловая скорость вращения системы звезда–экзопланета,  $G$  — гравитационная постоянная,  $M_*$  — масса звезды,  $M_{pl}$  — масса планеты,  $\Gamma$  — функция, имеющая нулевое значение в областях, заполненных чистым звездным ветром, и единичное значение во всей остальной расчетной области. Эта поправка позволяет избежать нефизического торможения звездного ветра, и поддерживать его скорость постоянной в счетной области.

### 1.3. Параметры экзопланеты HD 209458b

Во всех главах представленной диссертации в качестве типичного горячего юпитера рассматривается экзопланета HD 209458b. Она представляет собой транзитную экзопланету с фотометрическим радиусом  $R_{\text{pl}} = 1.38R_{\text{Jup}}$  и массой  $M_{\text{pl}} = 0.69M_{\text{Jup}}$ . Планета вращается вокруг звезды G0 главной последовательности на расстоянии 0.047 а.е. с орбитальным периодом 3.52 дня<sup>1)</sup>. Это один из наиболее подробно исследованных горячих юпитеров [14, 16, 38–41].

Полноценное самосогласованное моделирование внутренних слоев атмосферы с учетом нагрева и охлаждения, переноса тепла и ряда других факторов в трехмерном подходе представляет собой, с учетом мощности современных вычислительных суперкомпьютеров, почти нерешаемую задачу. Как уже было отмечено в параграфе 1.1, мы моделируем газодинамические процессы на границе и снаружи полости Роша, поэтому при задании атмосферы (внутренних граничных условий) достаточно использовать постоянные граничные условия на фотометрическом радиусе планеты. При этом используемые параметры, плотность и температура на фотометрическом радиусе, взяты из других работ, где они получены из одномерных моделей, учитывающих большинство важнейших процессов, определяющих эти величины. Скорость газа на внутренней границе обнулялась каждый шаг. Внутренняя часть планеты была исключена из расчетов. Это сделано для того, чтобы исключить из расчета область с высокими градиентами гидродинамических переменных в центре планеты, которая будет значительно уменьшать шаг по времени, но при этом не влиять на структуру течения в верхних слоях атмосферы планеты.

В качестве начальных условий оболочка экзопланеты задавалась изотермической и находящейся в гидростатическом равновесии, т. е. при задании начального распределения скорость газа в атмосфере принимается

---

<sup>1)</sup><http://exoplanet.eu/> — [37]

равной нулю. При этом зависимость плотности и давления от расстояния до центра планеты,  $r$ , выражаются следующими формулами:

$$\rho(r) = \rho_0 \cdot \exp\left\{-\frac{GM_{\text{pl}}}{Rc_T^2}(1 - R/r)\right\}, \quad (1.6)$$

$$p(r) = p_0 \cdot \exp\left\{-\frac{GM_{\text{pl}}}{Rc_T^2}(1 - R/r)\right\}, \quad (1.7)$$

где  $R = R_{\text{pl}}$  — радиус планеты,  $c_T$  — изотермическая скорость звука,  $\rho_0$  и  $p_0$  — плотность и давление на фотометрическом радиусе ( $R_{\text{pl}}$ ).

Во всей диссертационной работе (кроме Главы 3, посвященной влиянию переменности звездного ветра на газодинамику оболочек горячих юпитеров) ветер в счетной области задавался стационарным с постоянной скоростью и температурой. При этом предполагалось, что плотность ветра зависит от расстояния до звезды,  $a$ , следующим образом:

$$\rho(a) = \rho_0 \cdot (a_{\text{pl}}/a)^2, \quad (1.8)$$

где  $a_{\text{pl}}$  — радиус орбиты,  $\rho_0$  — плотность звездного ветра на расстоянии орбиты планеты. Так как параметры звездного ветра для данной системы не известны, то, с учетом того что HD 209458 это звезда солнечного типа, мы используем параметры солнечного ветра для удаления на 0.05 а.е.:  $T_w = 7.3 \cdot 10^5$  К,  $n_w \sim 10^4$  см<sup>-3</sup>,  $v_w = 100$  км/с [14, 42], где  $T_w$  — температура ветра,  $n_w$  — концентрация частиц в ветре,  $v_w$  — радиальная скорость ветра. Стоит отметить, что в работах различных групп радиальная скорость ветра сильно варьируется, от 50 км/с [43] до 450 км/с [44]. Предполагалось, что ветер имеет только радиальную скорость в неподвижной системе координат.

На внешних границах, на которых газ звездного ветра втекает в вычислительную область, были заданы постоянные граничные условия в соответствии с формулой (1.8). Там, где газ покидает систему — условия

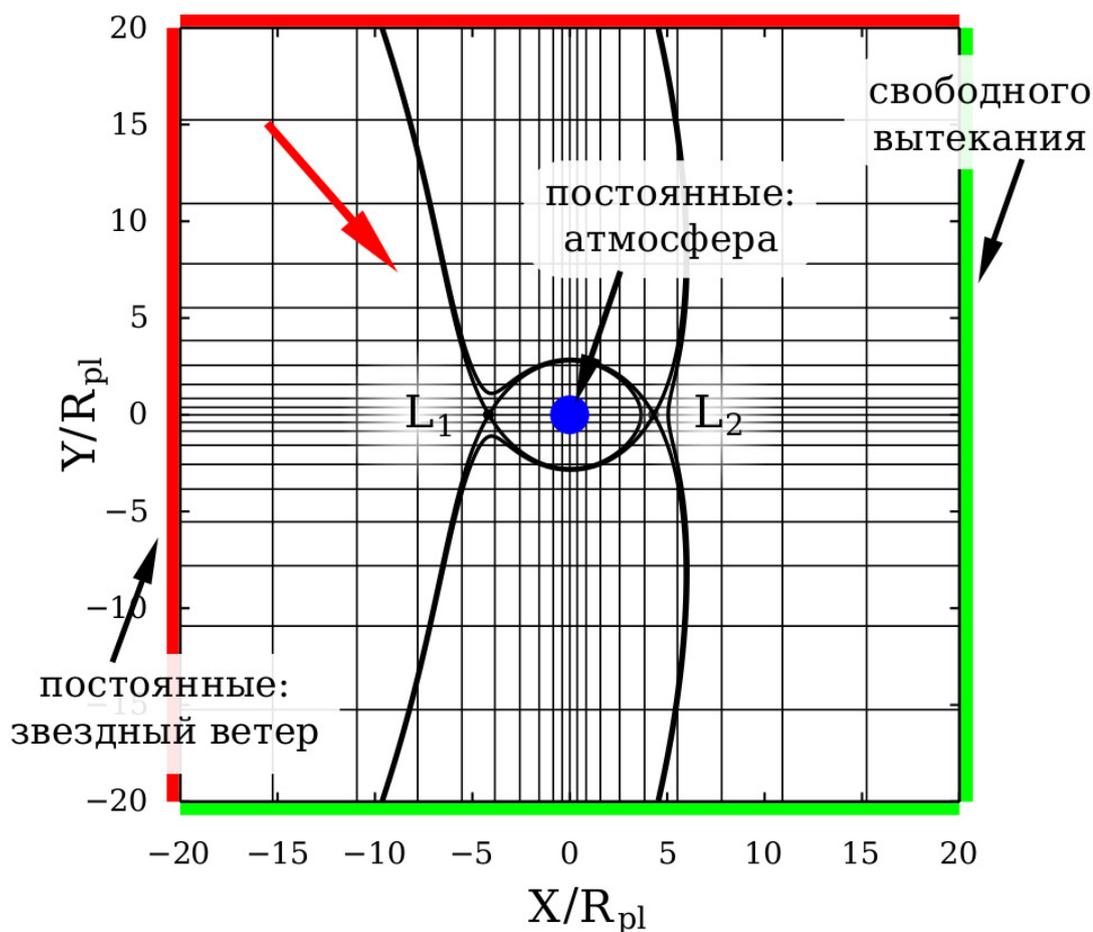


Рис. 1.2. Вычислительная область с размерами  $(40 \times 40)R_{pl}$ , используемая при моделировании. Указаны используемые граничные условия: красной линией показаны постоянные граничные условия втекающего ветра, синей зеленой линией — граничные условия свободного вытекания, синим кружком в центре показаны внутренние атмосферные граничные условия на фотометрическом радиусе планеты. Красной стрелкой обозначено направление набегающего звездного ветра. Непрерывные черные линии обозначают эквипотенциали потенциала Роша, проходящие через точки Лагранжа  $L_1$  и  $L_2$ . Показано разбиение счетной области при расчете на 400 процессорах (Глава 4).

свободного вытекания. На рисунке 1.2 схематически показаны граничные условия, заданные в вычислительной системе.

#### 1.4. Численная модель

Газодинамические переменные в данной задаче обладают наибольшими градиентами рядом с планетой (см. уравнение (1.6)), поэтому подробное пространственное разрешение области с атмосферой гораздо важнее,

чем на границе расчетной области. В соответствии с этим используемая в модели прямоугольная стационарная сетка была сгущена к центру экзопланеты таким образом, чтобы размер ячеек на фотометрическом радиусе планеты был меньше, чем шкала высот для всех рассчитываемых моделей атмосфер. Так, в Главах 2 и 3 использовалась сетка с количеством ячеек  $(468 \times 468 \times 178)$  для осей  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ , соответственно, при этом размер расчетной области составлял  $(40 \times 40 \times 10) R_{pl}$ . По оси  $Z$  (ось, перпендикулярная орбитальной плоскости) задавалось равномерное разбиение пространства на ячейки с шагом  $\Delta z = 0.06 R_{pl}$ . При этом характерный масштаб основных элементов течения на границах счетной области (при удалении от планеты на расстояние  $r \simeq 20 R_{pl}$ ) значительно превосходил наибольший размер ячеек ( $\Delta x, \Delta y \leq 0.25 R_{pl}$ ). Использовался распараллеленный по пространству газодинамический код, при этом было задействовано 324 процессора (400 для Главы 4). На рисунке 1.2 показано разбиение моделируемой области на 400 вычислительных блоков. Также, для возможности сравнения разрешения в разных областях — в окрестности точек Лагранжа  $L_1$  и  $L_2$  и на границе счетной области — на данном рисунке показаны эквипотенциали потенциала Роша. Вычисления проводились в Межведомственном Суперкомпьютерном Центре РАН (Глава 2), на суперкомпьютере Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» (Глава 3) и суперкомпьютере исследовательского центра Эймса НАСА (NASA Ames, Глава 4).

Для вычислений использовалась TVD-схема  $Ro_u$ . Это явная схема повышенного порядка аппроксимации обладает малой численной вязкостью в областях гладкого решения и не приводит к размыванию ударных волн [45, 46]. В Главах 2 и 3 используется энтропийная поправка Эйнфельдта и TVD-схема Опера. В четвертой главе использовалась энтропийная поправка на основе LLF схемы и TVD-поправка на основе MC ограничителя, примененная в характеристических координатах. Далее приведены основ-

ные формулы, лежащие в основе данных вычислительных схем и методов. Подробное изложение данных методов можно найти в монографиях [32,47].

**Схема Роу** Уравнения трехмерной газовой динамики можно представить в консервативной форме

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = 0. \quad (1.9)$$

При расщеплении задачи по координатным осям мы рассматриваем из пространственных производных только член  $\partial \mathbf{F} / \partial x$  с потоками по координате  $x$ . При этом векторы консервативных переменных и потоков для координаты  $x$  определяются выражениями

$$\mathbf{u} = (\rho, \rho v_x, \rho v_y, \rho v_z, e)^T, \quad \mathbf{F} = (\rho v_x, \rho v_x^2 + P, \rho v_y^2, \rho v_z^2, \rho v_x h)^T, \quad (1.10)$$

при этом  $e = \rho \varepsilon + \rho v^2 / 2$  обозначает плотность полной энергии газа, а величина  $h = (e + P) / \rho$  представляет собой полную удельную энтальпию газа. Уравнение состояния для идеального газа имеет вид  $P = (\gamma - 1) \rho \varepsilon$ . Матрица гиперболичности системы (1.9), (1.10) записывается в виде

$$\mathcal{A} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ q - v_x^2 & (3 - \gamma)v_x & -(\gamma - 1)v_y & -(\gamma - 1)v_z & \gamma - 1 \\ -v_x v_y & v_y & v_x & 0 & 0 \\ -v_x v_z & v_z & 0 & v_x & 0 \\ (q - h)v_x & h - (\gamma - 1)v_x^2 & -(\gamma - 1)v_x v_y & -(\gamma - 1)v_x v_z & \gamma v_x \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

где обозначено  $q = (\gamma - 1)\mathbf{v}^2/2$ . Собственные значения матрицы гиперболичности имеют вид

$$\lambda_1 = v_x - c_s, \quad \lambda_{2,3,4} = v_x, \quad \lambda_5 = v_x + c_s. \quad (1.12)$$

Матрицы правых и левых собственных векторов для матрицы (1.11) имеют следующий вид

$$\mathcal{R}_A = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 2 & 1 \\ v_x - c & 0 & 0 & 2v_x & v_x + c \\ v_y & 2c & 0 & 2v_y & v_y \\ v_z & 0 & 2c & 2v_z & v_z \\ h - v_x c & 2v_y c & 2v_z c & \mathbf{v}^2 & h + v_x c \end{pmatrix}, \quad (1.13)$$

$$\mathcal{L}_A = \frac{\gamma - 1}{2c^2} \begin{pmatrix} \frac{\mathbf{v}^2}{2} + \frac{v_x c}{\gamma - 1} & -v_x - \frac{c}{\gamma - 1} & -v_y & -v_z & 1 \\ -\frac{v_y c}{\gamma - 1} & 0 & \frac{c}{\gamma - 1} & 0 & 0 \\ -\frac{v_z c}{\gamma - 1} & 0 & 0 & \frac{c}{\gamma - 1} & 0 \\ \frac{c^2}{\gamma - 1} - \frac{\mathbf{v}^2}{2} & v_x & v_y & v_z & -1 \\ \frac{\mathbf{v}^2}{2} - \frac{v_x c}{\gamma - 1} & -v_x + \frac{c}{\gamma - 1} & -v_y & -v_z & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.14)$$

при этом в данной записи каждый столбец матрицы  $\mathcal{R}_A$  представляет собой правый собственный вектор с соответствующим по номеру столбца собственным значением (1.12). У матрицы  $\mathcal{L}_A$  в каждой строчке записан левый собственный вектор с соответствующим номеру строки собственным

значением (1.12).

Схема Роу состоит в том, что вместо исходной задачи Римана на границах между ячейками

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = 0, \quad \mathbf{u}(x, 0) = \begin{cases} \mathbf{u}_L, & x < 0 \\ \mathbf{u}_R, & x > 0 \end{cases} \quad (1.15)$$

решается линеаризованная задача

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathcal{A}_*(\mathbf{u}_L, \mathbf{u}_R) \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} = 0 \quad (1.16)$$

с теми же начальными условиями. Чтобы решения исходной (1.15) и линеаризованной (1.16) задач были согласованными, необходимо чтобы матрица  $\mathcal{A}_*$  удовлетворяла условию консервативности по отношению к разрывам:

$$\mathcal{A}_*(\mathbf{u}_L, \mathbf{u}_R) \cdot \Delta \mathbf{u} = \Delta \mathbf{F}, \quad (1.17)$$

где обозначено  $\Delta \mathbf{u} = \mathbf{u}_R - \mathbf{u}_L$ ,  $\Delta \mathbf{F} = \mathbf{F}_R - \mathbf{F}_L$ . При подстановке (1.10) и (1.11) в условие (1.17) получаем соотношения, позволяющие вычислить компоненты искомого вектора  $\mathbf{u}_*$ , с помощью которого высчитываются правые (1.13) и левые (1.14) собственные вектора

$$\rho_* = \sqrt{\rho_L \rho_R}, \quad \mathbf{v}_* = \frac{\sqrt{\rho_L} \mathbf{v}_L + \sqrt{\rho_R} \mathbf{v}_R}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}, \quad h_* = \frac{\sqrt{\rho_L} h_L + \sqrt{\rho_R} h_R}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}, \quad (1.18)$$

$$c_*^2 = \frac{\sqrt{\rho_L} c_L^2 + \sqrt{\rho_R} c_R^2}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}} + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{\sqrt{\rho_L \rho_R}}{(\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R})^2} (\Delta \mathbf{v})^2. \quad (1.19)$$

Годуновский поток между ячейками, являющийся решением уравнения (1.16), определяется выражением

$$\mathbf{F}_* = \frac{\mathbf{F}_L + \mathbf{F}_R}{2} - \frac{1}{2} \sum_{\alpha} |\lambda_{\alpha}| \mathbf{r}_{\alpha} \Delta S^{\alpha}, \quad (1.20)$$

где  $\Delta S^\alpha = \mathbf{l}^\alpha \cdot \Delta \mathbf{u}$ .

**Энтропийная поправка Эйнфельдта** При некоторых условиях схема Роу может давать нефизические неэволюционные стационарные ударные волны. Чтобы предотвратить их появление необходимо увеличить численную вязкость схемы так, чтобы эта поправка не оказывала влияния на распространение эволюционных волн. Для решения возникшей проблемы может использоваться энтропийная поправка Эйнфельдта, при которой собственные значения (1.12) модифицируются следующим образом [48]:

$$\begin{aligned}\tilde{\lambda}_1 &= \min\{\lambda_1(\mathbf{u}_*), \lambda_{1,i}\}, \\ \tilde{\lambda}_{2,3,4} &= \lambda_{2,3,4}(\mathbf{u}_*), \\ \tilde{\lambda}_5 &= \max\{\lambda_5(\mathbf{u}_*), \lambda_{5,i+1}\}.\end{aligned}\tag{1.21}$$

При этом конечная формула гудуновского потока (1.20) изменяется

$$\mathbf{F}_{i+1/2} = \frac{\mathbf{F}_i^n + \mathbf{F}_{i+1}^n}{2} - \frac{1}{2} \sum_{\alpha} |\tilde{\lambda}_{\alpha}| \mathbf{r}_{\alpha} \Delta S_{i+1/2}^{\alpha}.\tag{1.22}$$

**Энтропийная поправка на основе LLF метода** Другой подход заключается в том, что мы увеличиваем численную вязкость, меняя схему Роу на схему LLF, в местах, где собственные значения для левого и правого состояния значительно расходятся. Решение в этих областях будет принимать вид (LLF)

$$\mathbf{F}_{i+1/2} = \frac{\mathbf{F}_i^n + \mathbf{F}_{i+1}^n}{2} - \frac{\lambda_{i+1/2}}{2} (\mathbf{u}_{i+1}^n - \mathbf{u}_i^n),\tag{1.23}$$

$$\lambda_{i+1/2} = \max(|v_i| + c_{s,i}, |v_{i+1}| + c_{s,i+1}).\tag{1.24}$$

**TVD схема Ошера** Для того чтобы избежать появления нефизических осцилляций на ударных волнах, необходимо чтобы численная схема сохра-

няла свойство монотонности гиперболических систем уравнений. Теорема Годунова запрещает существование линейных монотонных схем с порядком аппроксимации выше первого [49]. Чтобы преодолеть это ограничение и получить монотонные схемы повышенного порядка аппроксимации, используются нелинейные ограничители потока.

Ограничитель потока в форме Ошера [50] имеет следующий вид

$$\alpha(x, y) = \frac{1 + \varphi}{2} \min\text{mod}(x, \beta y) + \frac{1 - \varphi}{2} \min\text{mod}(\beta x, y), \quad (1.25)$$

при этом функция  $\min\text{mod}(x, y)$  задается следующим выражением

$$\min\text{mod}(x, y) = \frac{\text{sgn}(x) + \text{sgn}(y)}{2} \min(|x|, |y|). \quad (1.26)$$

Конечное выражение для потоков выражается в виде

$$\mathbf{F}_{i+1/2} = \mathbf{F}_{i+1/2}^0 + \delta\mathbf{F}_{i+1/2}, \quad (1.27)$$

и TVD поправка задается следующим образом

$$\begin{aligned} \delta\mathbf{F}_{i+1/2} = & -\frac{1 - \varphi}{4} \min\text{mod}(\Delta^- \mathbf{F}_{i+3/2}, \beta \Delta^- \mathbf{F}_{i+1/2}) \\ & -\frac{1 + \varphi}{4} \min\text{mod}(\Delta^- \mathbf{F}_{i+1/2}, \beta \Delta^- \mathbf{F}_{i+3/2}) \\ & +\frac{1 - \varphi}{4} \min\text{mod}(\Delta^+ \mathbf{F}_{i+1/2}, \beta \Delta^- \mathbf{F}_{i-1/2}) \\ & +\frac{1 + \varphi}{4} \min\text{mod}(\Delta^+ \mathbf{F}_{i-1/2}, \beta \Delta^- \mathbf{F}_{i+1/2}), \end{aligned} \quad (1.28)$$

при этом использовались обозначения

$$\Delta^- \mathbf{F}_{i+1/2} = \mathbf{F}_{i+1/2}^0 - \mathbf{F}_i, \quad \Delta^+ \mathbf{F}_{i+1/2} = \mathbf{F}_{i+1} - \mathbf{F}_{i+1/2}^0.$$

**TVD схема с MC ограничителем градиентов** В TVD схемах можно ограничивать не только потоки, но и градиенты переменных. При этом использование ограничителя градиентов в характеристических переменных дает, как правило, значительно лучшие результаты, чем в случае применения ограничителя в газодинамических переменных. Так, ограничитель потока MC («monotonized central» [45]) имеет следующий вид:

$$\alpha_c(x, y) = \frac{\operatorname{sgn}(x) + \operatorname{sgn}(y)}{2} \min\left(\frac{|x + y|}{2}, c|x|, c|y|\right). \quad (1.29)$$

Для задачи Римана (1.15) используются следующие левые и правый газодинамические значения:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{L,i+1/2} &= \mathbf{u}_i + \delta\mathbf{u}_i/2, \\ \mathbf{u}_{R,i+1/2} &= \mathbf{u}_{i+1} - \delta\mathbf{u}_{i+1}/2, \end{aligned} \quad (1.30)$$

и TVD поправка задается следующим образом:

$$\delta\mathbf{u}_i = \alpha_c(\Delta\mathbf{u}_{i-1/2}, \Delta\mathbf{u}_{i+1/2}), \quad (1.31)$$

при этом использовалось обозначение:

$$\Delta\mathbf{u}_{i+1/2} = \mathbf{u}_{i+1} - \mathbf{u}_i.$$

## 1.5. Выводы к Главе 1

Газодинамическая модель, представленная в данной главе, содержит в себе основные физические механизмы, определяющие газодинамику оболочек горячих юпитеров. Трехмерная реализация позволяет учитывать потенциал Роша, что, с учетом моделирования атмосферы внутри полости Роша, позволяет моделировать процесс истекания атмосферы. Как пра-

вило, в работах других авторов внутренние граничные условия задаются как сферически-симметричное вытекание на границах полости Роша. Такая постановка задачи не позволяет исследовать проблемы, рассмотренные в рамках диссертации. В последующих Главах 2-4 на базе представленной модели будут детально исследованы различные механизмы, влияющие на формирование газовых оболочек планет данного типа.

## 2. Темпы потери массы экзопланетами типа горячий юпитер с газовыми оболочками различных видов

Сразу после открытия горячих юпитеров научное сообщество задавалось вопросом о принципиальной возможности существования таких оболочек в течение долгого времени [51]. Для понимания свойств атмосфер горячих юпитеров необходимо определить темпы потери вещества для их оболочек, при этом данный параметр позволит не только оценить характерное время жизни таких газовых оболочек, но и наложит определенные ограничения на их возможные наблюдательные проявления.

Первые попытки моделирования атмосфер горячих юпитеров были проведены с использованием одномерных газодинамических аэрономических моделей, которые воспроизводили распределение газодинамических величин в атмосфере [26, 38]. Задача предполагалась сферически симметричной, причем нагрев и гравитационный потенциал задавались как на «подзвездной» точке, что явно не соответствует требуемой для корректного описания задачи трехмерной постановке. В этих работах учитывался химический состав (производные водорода и гелия) и реакции между различными компонентами, нагрев ультрафиолетовым излучением, перенос тепла, гравитационное поле планеты (в работе [38] также есть центробежная сила и поле звезды). Основной целью данных работ было исследование температурного профиля атмосферы, которое, в принципе, сводится к ответу на вопрос, до какой температуры нагрета экзосфера планеты. Расчеты показали, что температура экзосферы составляет порядка 5-10 тысяч кельвинов, при этом поверхностная температура для планеты HD 209458b составляет лишь 750-1300 K [52, 53].

Эти работы дали первые оценки темпа потери массы для этих планет, которые, конечно, были лишь оценками сверху, так как результат, полученный в одномерной модели для луча, направленного на звезду, экстраполировался на всю поверхность планеты, что является очень грубым приближением, так как задача не может быть сведена или аппроксимирована к сферически симметричной. Также в данных работах упоминаются различные механизмы, которые могут ограничить отток: давление звездного ветра, магнитосфера, радиационное давление звезды, но они не учитывались в расчетах. Отток вещества атмосферы объяснялся именно поглощением излучения, так называемый «отток вещества в энергетически ограниченном режиме» (energy-limited escape rate), и это демонстрировалось тем, что исследовалась зависимость темпа потери массы от расстояния до звезды, а следовательно, и от интенсивности поглощаемого излучения, при остальных фиксированных атмосферных параметрах. В данных работах было также показано, что отток происходит гидродинамически, а не через убежание атомов, как у малых планет Солнечной системы.

В работах [13, 14] была предложена газодинамическая модель, позволяющая исследовать взаимодействие звездного ветра с атмосферами экзопланет с учетом трехмерного характера задачи. По результатам расчетов было показано, что тип газовой оболочки экзопланеты зависит от положения точки лобового столкновения (ТЛС, точки, в которой динамическое давление ветра уравнивается давлением атмосферы экзопланеты и происходит разделение потоков набегающего на атмосферу вещества) относительно границ полости Роша. У планет, ТЛС которых лежат внутри полости Роша планеты, оболочки имеют почти сферическую форму классической атмосферы, слегка искаженную воздействием звезды и взаимодействием с газом звездного ветра. Из атмосфер планет, ТЛС которых находится за пределами полости Роша, начинается истечение вещества через окрестности точек Лагранжа  $L_1$  и  $L_2$ , при этом формирующаяся оболочка

становится существенно несимметричной. Последний класс объектов также можно разделить на два типа. Если динамического давления газа звездного ветра достаточно для того, чтобы остановить наиболее мощное истечение из внутренней точки Лагранжа  $L_1$ , то, как впервые было показано в работе [13], в системе формируется квазизамкнутая стационарная оболочка сложной формы. Если ветер не может остановить струю из  $L_1$ , то в системе формируется открытая оболочка. Исследования эффектов магнитного поля в системе горячего юпитера WASP-12b [15, 54] показали, что если магнитный момент моделируемого горячего юпитера меньше  $0.125 \mu_{\text{Юп}}$  ( $\mu_{\text{Юп}}$  - магнитный момент Юпитера), то магнитные эффекты не оказывают существенного влияния на свойства оболочек и лишь расширяют диапазон параметров атмосферы, приводящих к образованию квазизамкнутых оболочек.

В данной главе на примере типичного горячего юпитера HD 209458b для всех трех возможных типов оболочек горячих юпитеров были проведены численные расчеты для определения темпов потери массы атмосферами ( $\dot{M}$ ). Кроме того, были проанализированы газодинамические особенности структуры течения, связанные с потерей вещества атмосферами горячих юпитеров. Данная глава организована следующим образом: в параграфе 2.1 представлено краткое описание используемой модели, в параграфе 2.2 даны результаты численных расчетов, а в параграфе 2.3 сформулированы основные выводы работы.

## 2.1. Параметры модели

Результаты расчетов, анализируемые в данной главе, получены с использованием базовой модели, описанной в Главе 1. При этом, как впервые показано в работе [13], основным физическим процессом, определяющим динамику атмосфер горячих юпитеров, является взаимодействие потока вещества атмосферы из внутренней точки Лагранжа с набегающим звездным

Таблица 2.1. 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

ветром. Предполагается, что для моделируемой планеты влияние остальных физических явлений значительно меньше.

Параметры атмосферы типичного горячего юпитера HD 209458b задавались согласно последним оценкам, полученным для этой планеты [28]. Для проведения расчетов нами были выбраны 4 пары параметров (температура и концентрация вещества атмосферы на фотометрическом радиусе), покрывающие всю область их оцененного разброса. Параметры моделей приведены в таблице 2.1. Отметим, что согласно работе [14] данный набор параметров позволяет получить все три типа возможных оболочек: замкнутую (модели 1 и 2), квазизамкнутую (модель 3) и открытую (модель 4).

Для определения темпа потери массы атмосферой планеты в расчетной области задавались поверхности, охватывающие все элементы течения: потоки из  $L_1$  и  $L_2$ , а также завихренный след, образующийся за планетой. По данным поверхностям интегрировались потоки масс, получаемые на гранях ячеек при решении численной схемы. Потом из полученной суммы вычитался поток массы невозмущенного звездного ветра через данные поверхности, что позволило исключить его влияние на конечные оценки, и корректно определить поток массы, теряемый атмосферой.

## 2.2. Результаты

При сверхзвуковом движении планеты через газ звездного ветра перед планетой формируются отошедшая ударная волна и контактный разрыв, отделяющий вещество звездного ветра, прошедшее сквозь фронт ударной волны, от статичного вещества атмосферы. С подветренной стороны планеты образуется зона разрежения, в которой поток сильно завихрен. В рассматриваемых сверхзвуковых течениях части решения можно легко разделить по температуре. Действительно, для всех моделей температура ветра существенно превышает температуру атмосферы планеты, поэтому наибольшая температура во всей расчетной области будет сразу за фронтом ударной волны, а наименьшая — в атмосфере и волне разрежения. Соответственно, построив изоповерхности температуры в областях ударной волны и контактного разрыва, можно отчетливо разделить эти элементы течения.

### 2.2.1. Замкнутая атмосфера (Модель 1)

Для модели 1, соответствующей полностью замкнутой газовой оболочке, на Рис. 2.1 показаны изоповерхности температур, соответствующие ударной волне и контактному разрыву. Как видно из данного рисунка, ударная волна имеет симметричную (относительно вектора скорости набегающего потока) форму, сферическую 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 Рис. 2.2 в показаны интенсивности потоков массы через плоскости, положение которых указано на Рис. 2.1. Первая плоскость удалена от планеты на расстояние  $r_1 = 5R_{\text{pl}}$ , вторая на расстояние  $r_2 = 10R_{\text{pl}}$ . Как видно из данного рисунка, планета не имеет выраженных истечений из окрестностей точек Лагранжа, а в разреженном следе за планетой виден

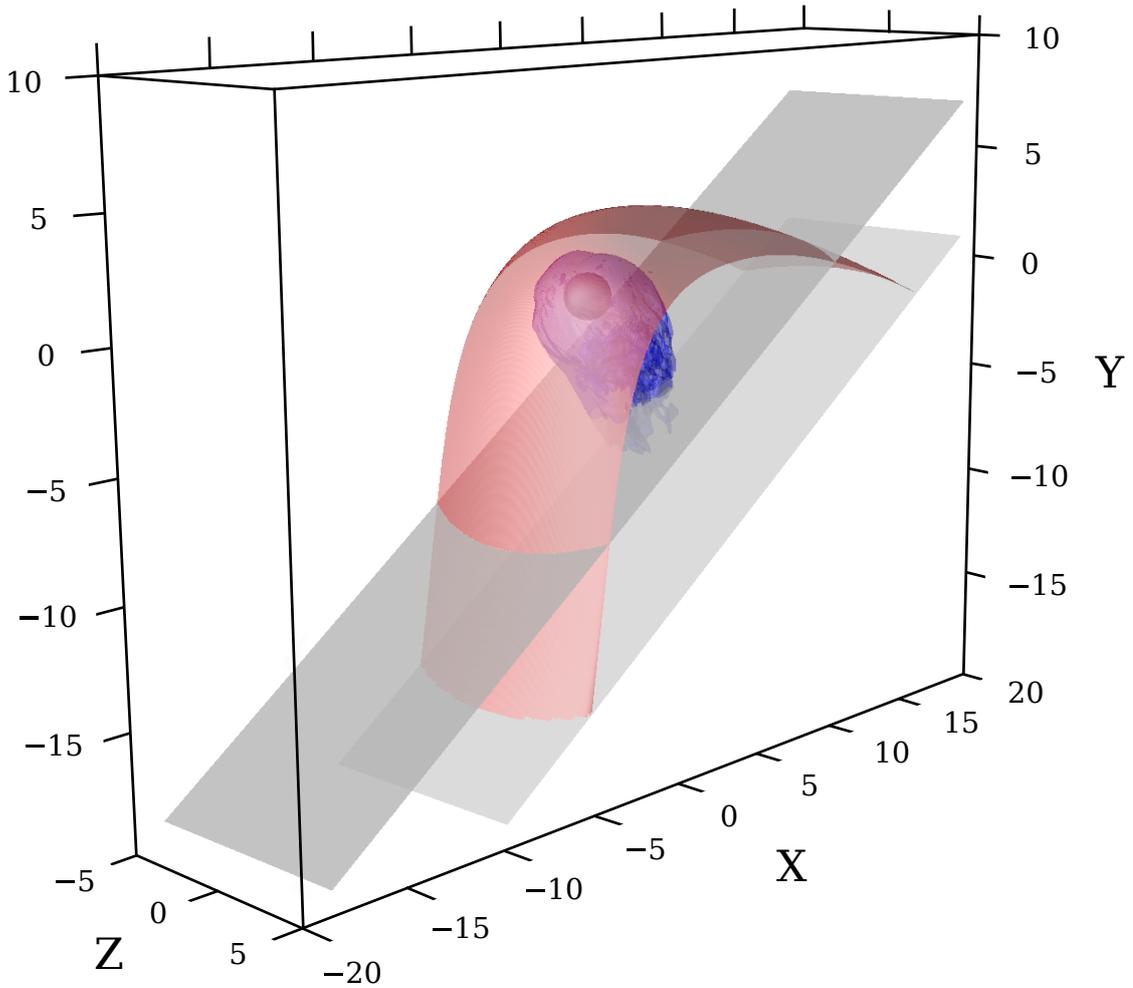


Рис. 2.1. Изоповерхности температуры, соответствующие ударной волне и контактному разрыву для модели 1. Планета изображена черным шариком и находится в центре координат. Все координаты указаны в единицах  $R_{pl}$ . Также изображены плоскости, для которых на Рис. 2.2 показаны интенсивности потоков вещества.

завихренный поток вещества, интегрально не превышающий поток массы звездного ветра. В данном решении 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 плотность потоков вещества из атмосферы планеты меньше, чем плотность потока ветра, соответственно, возможно указать только верхнюю оценку темпа потери масс. Для данной модели полностью замкнутой газовой обо-

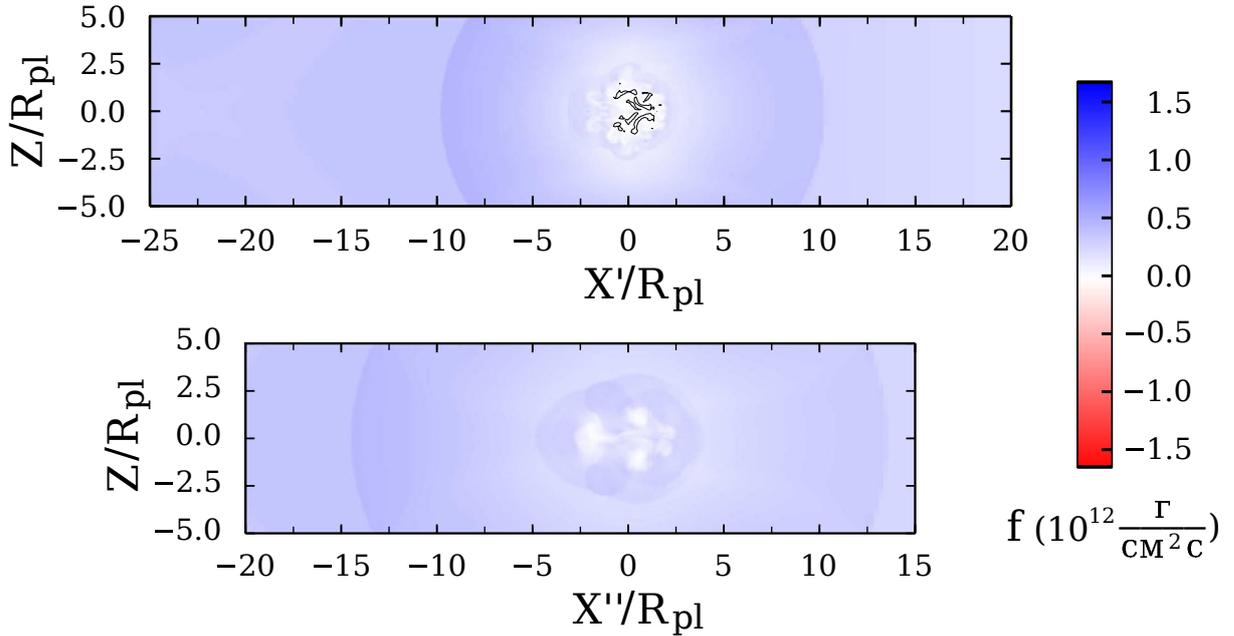


Рис. 2.2. Интенсивность потоков вещества через плоскости, изображенные на Рис. 2.1. Потоки, направленные от планеты, считаются положительными и закрашены оттенками синего, потоки, направленные к планете, являются, соответственно, отрицательными и закрашены оттенками красного. Области решения с положительными и отрицательными значениями отделены черным контуром. Ось ординат соответствует оси  $Z$  счетной области. Точка проекции центра масс планеты на данные плоскости имеет координаты  $(0, 0)$ . Направление роста значения оси абсцисс соответствует росту координат  $X$  и  $Y$  в счетной области. Все расстояния указаны в единицах  $R_{pl}$ .

лочки суммарный отток вещества составляет  $\dot{M} \leq 1 \cdot 10^9$  г/с.

### 2.2.2. Замкнутая атмосфера (Модель 2)

На Рис. 2.3 изображены основные элементы течения для модели 2. В отличие от предыдущей модели, при данных параметрах атмосфера заполнила свою полость Роша почти полностью и уже наблюдается небольшое истечение из окрестности точки  $L_2$ . Так как значение потенциала Роша во внутренней точке Лагранжа меньше, чем во внешней ( $L_2$ ), то в отсутствие звездного ветра истечение из точки Лагранжа  $L_1$  должно начинаться рань-

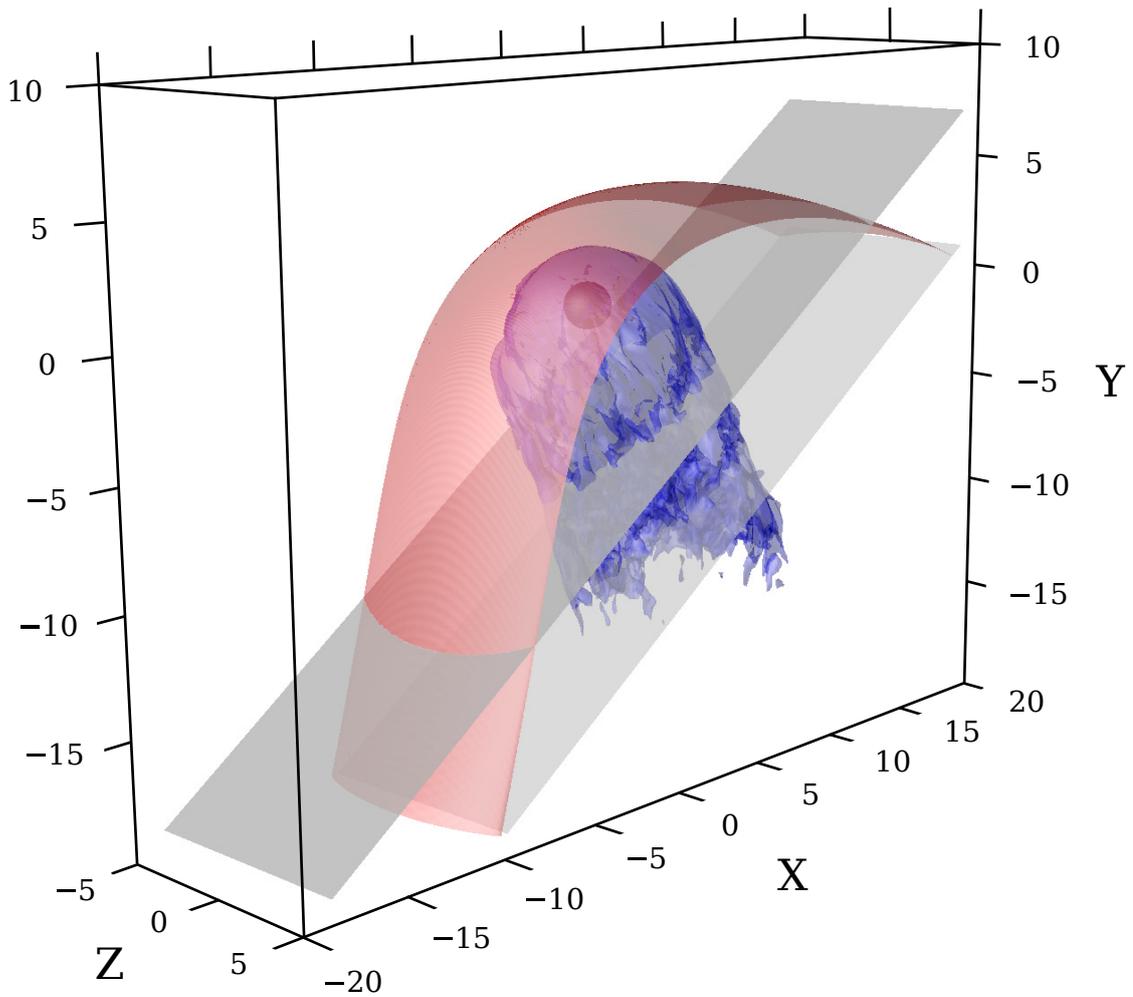


Рис. 2.3. То же, что на Рис. 2.1, для модели 2.

ше при увеличении шкалы высот в атмосфере, но в данной системе этому истечению препятствует давление звездного ветра. На данном рисунке это видно по раздувшейся по сравнению с предыдущей моделью формой контактного разрыва. Ударная волна, так же как и в модели 1, имеет симметричную правильную форму, но отходит дальше от планеты. При этом в окрестности точки  $L_1$  ударная волна находится за пределами полости Роша планеты, а контактный разрыв внутри полости Роша.

На Рис. 2.4 показаны интенсивности потоков массы через плоскости, изображенные на Рис. 2.3 (все обозначения и параметры такие же, как на Рис. 2.2). Как видно из данного рисунка, в этой модели имеется поток вещества из точки Лагранжа  $L_2$ , а также разреженный завихренный след. При

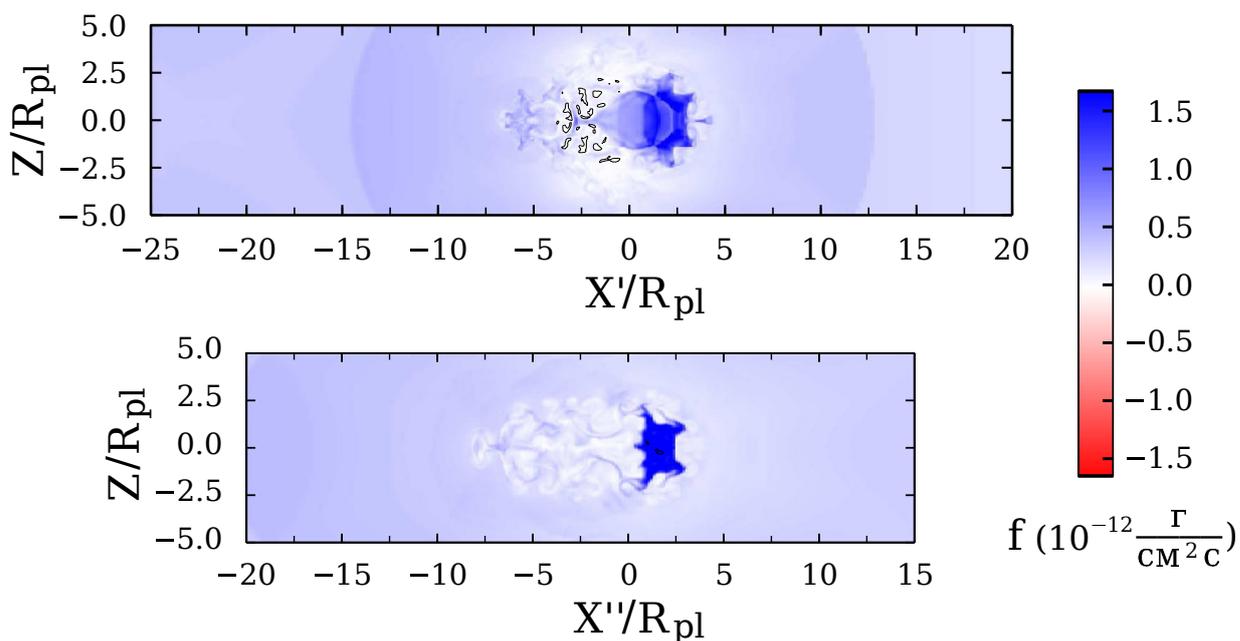


Рис. 2.4. То же, что на Рис. 2.2, для модели 2.

этом площадь потока уменьшается при удалении от планеты, а его средняя плотность растет. Внешняя граница истечения имеет сложную форму, возникающую, по-видимому, в результате развития неустойчивости контактного разрыва. Для данной модели оболочку можно считать замкнутой (хотя поток из  $L_2$  частично открыт), оцененный темп потери масс составляет  $\dot{M} \simeq 1 \cdot 10^9$  г/с.

### 2.2.3. Квазизамкнутая атмосфера (Модель 3)

На Рис. 2.5 изображены основные элементы течения для модели 3. На данном рисунке видно, что из точки Лагранжа  $L_1$  сформировалось истечение вещества, которое останавливается динамическим давлением звездного ветра на расстоянии нескольких планетных радиусов от внутренней точки Лагранжа. В данном случае отошедшая ударная волна представляет собой комплекс из двух ударных волн, одна из которых формируется непосредственно перед планетой, а другая — перед струей из точки Лагранжа  $L_1$ .

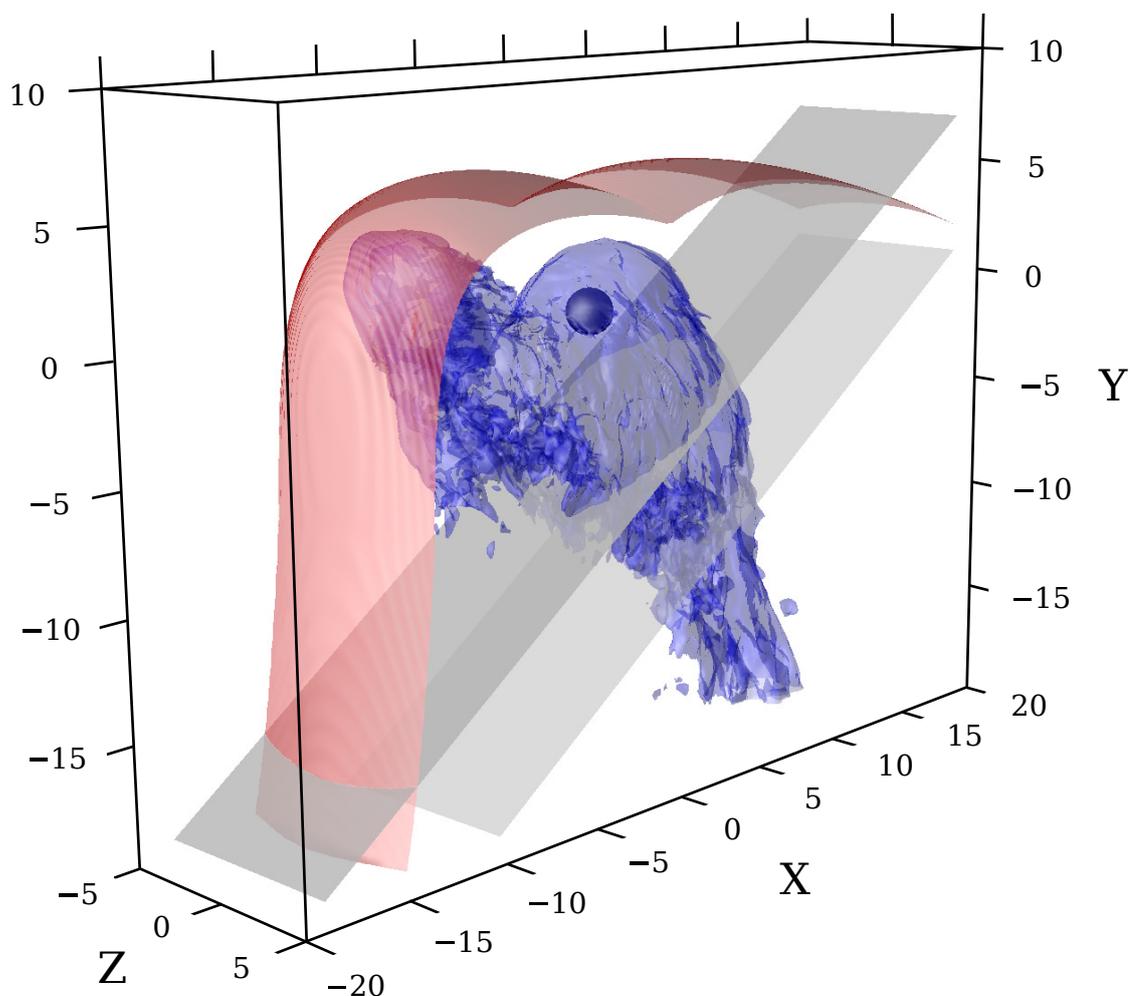


Рис. 2.5. То же, что на Рис. 2.1, для модели 3.

На Рис. 2.6 показаны интенсивности потоков массы через плоскости, изображенные на Рис. 2.3, все обозначения и параметры такие же, как на Рис. 2.2. Поскольку истечение из точки  $L_1$  полностью останавливается звездным ветром, вещество, выбрасываемое через окрестность точки  $L_1$  либо возвращается обратно в атмосферу, либо сносится потоком ветра далее, в направлении точки  $L_2$ . Соответственно, можно считать, что 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  $X'$ , и имеется область обратного потока (верхняя панель Рис. 2.4, соответствующая удалению от планеты на  $5R_{pl}$ ). Наличие противоположно направленного потока вещества свидетельствует

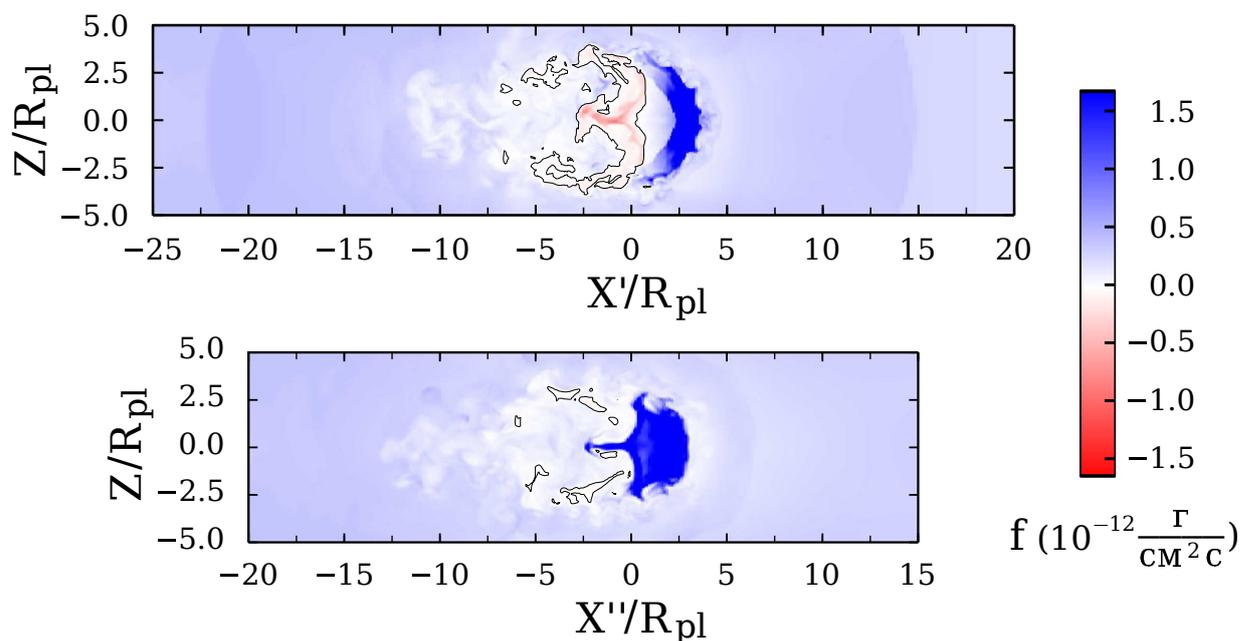


Рис. 2.6. То же, что на Рис. 2.2, для модели 3.

о сложной картине течения в этой области. Вещество, покидающее атмосферу через окрестность точки  $L_2$ , начинает свободно расширяться, при этом, поскольку непосредственно за планетой находится зона разрежения, возникает градиент газового давления, который вместе с силой гравитации смещает 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 этой области позволяет вихрю оставаться в равновесии по давлению как с атмосферой, так и со струей 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 панели Рис. 2.4. Плотность потока из  $L_2$  приблизительно равна  $f \simeq 10^{-11} \Gamma/(\text{cm}^2 \cdot \text{c})$  ( $f \simeq 10^2 f_w$ , где  $f_w = \rho_w \cdot v_w = 1.6 \cdot 10^{-13} \Gamma/(\text{cm}^2 \cdot \text{c})$  — интенсивность невозмущенного

потока массы звездного ветра на удалении от звезды на расстояние большой полуоси орбиты; в пределах счетной области этот параметр меняется незначительно), что совпадает с предыдущей моделью, но в данном случае поперечная площадь струи в несколько раз больше. Аналогично модели 2, на внешней границе истечения развиваются неустойчивости, хотя в данном случае их влияние существенно меньше. Вероятно, это связано с большим перепадом плотности между струей и ветром. Для данной модели квазизамкнутой газовой оболочки оценка темпа потери масс составляет  $\dot{M} \simeq 3 \cdot 10^9$  г/с.

#### 2.2.4. Открытая атмосфера (Модель 4)

На Рис. 2.7 изображены основные элементы течения для модели 4, соответствующей открытой оболочке. На данном рисунке также изображены три плоскости, для которых на Рис. 2.8 показаны интенсивности потоков вещества. Как видно из представленных результатов, в данном решении образуется два мощных истечения из точек Лагранжа  $L_1$  и  $L_2$ , при этом поток из внутренней точки Лагранжа не может быть остановлен динамическим давлением звездного ветра. Важно отметить, что это нестационарная система и на данном рисунке изображено мгновенное состояние системы на конкретный момент времени, соответствующий примерно такому же удалению струи из  $L_1$  от планеты, как и в предыдущей модели. В последующем струя из  $L_1$  продолжит двигаться к звезде и вещество начнет покидать пределы счетной области. Как и в модели 3, отошедшая ударная волна состоит из комплекса двух ударных волн, одна из которых формируется перед планетой, а другая — перед истечением из точки  $L_1$ .

На Рис. 2.8 показаны интенсивности потоков массы через три плоскости (их положение указано на Рис. 2.7). В дополнение к потокам вещества из системы, аналогичным рассмотренным в предыдущих моделях 1–3, в данном решении с открытой атмосферой есть также поток из окрестности

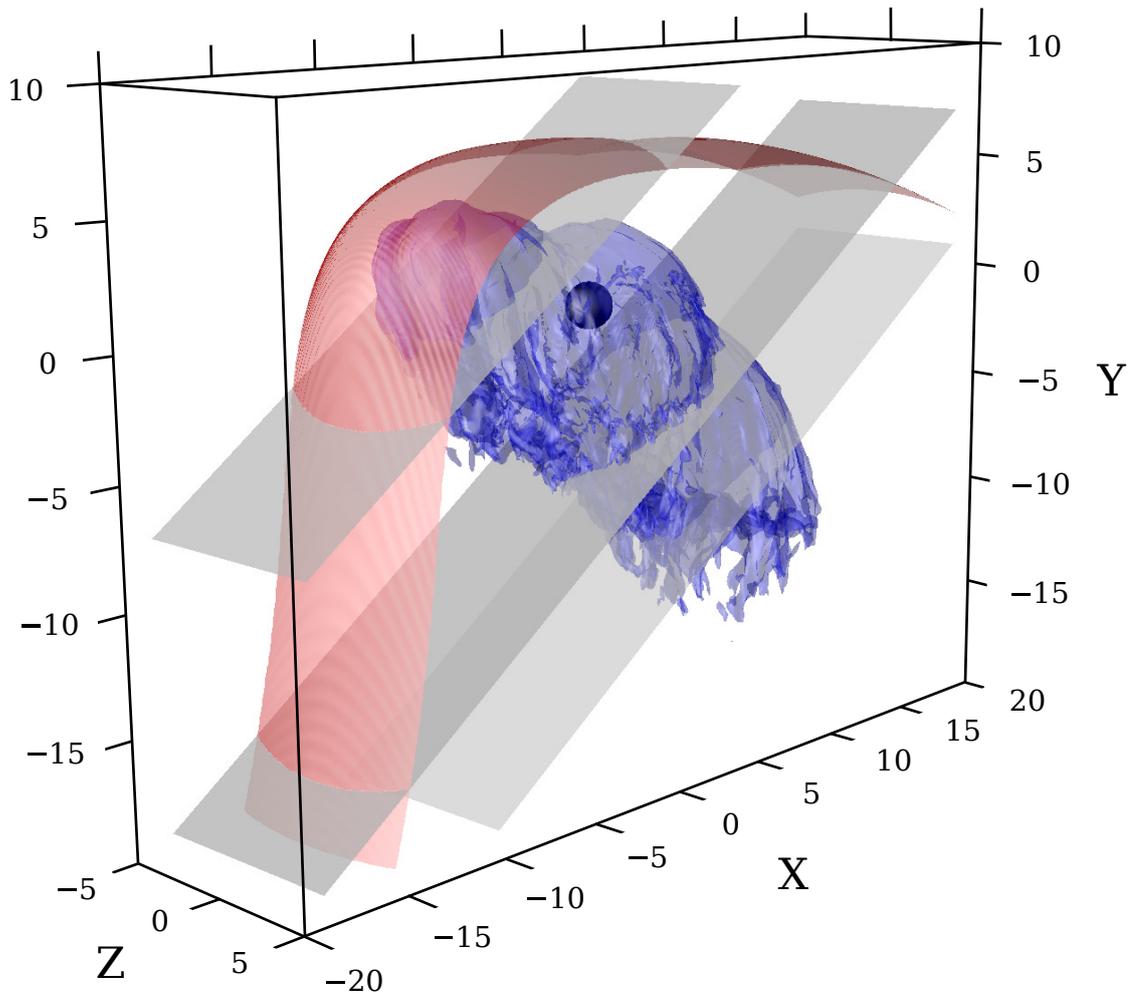


Рис. 2.7. То же, что на Рис. 2.1, для модели 4, соответствующей открытой оболочке. Дополнительно показана плоскость, пересекающая струю из точки  $L_1$ .

точки  $L_1$ . Для того чтобы исследовать структуру и интенсивность данного истечения, в дополнение к двум плоскостям за планетой мы добавили плоскость перед планетой, которая пересекает струю из  $L_1$ ; интенсивность потоков через нее показана в верхней части Рис. 2.8. Как видно на верхней и средней панелях Рис. 2.8, в системе 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  $\simeq 20 R_{\text{pl}}^2$ , и средняя плотность потока в них составляет  $f \sim 10^{-11}$  г/(см<sup>2</sup> · с) ( $f \sim 10^2 f_{\text{wind}}$ ). Из анализа средней и нижней панелей Рис. 2.8 видно, что рядом с планетой при истечении из  $L_2$  также образуется зона, в которой поток отрицателен (вещество движется

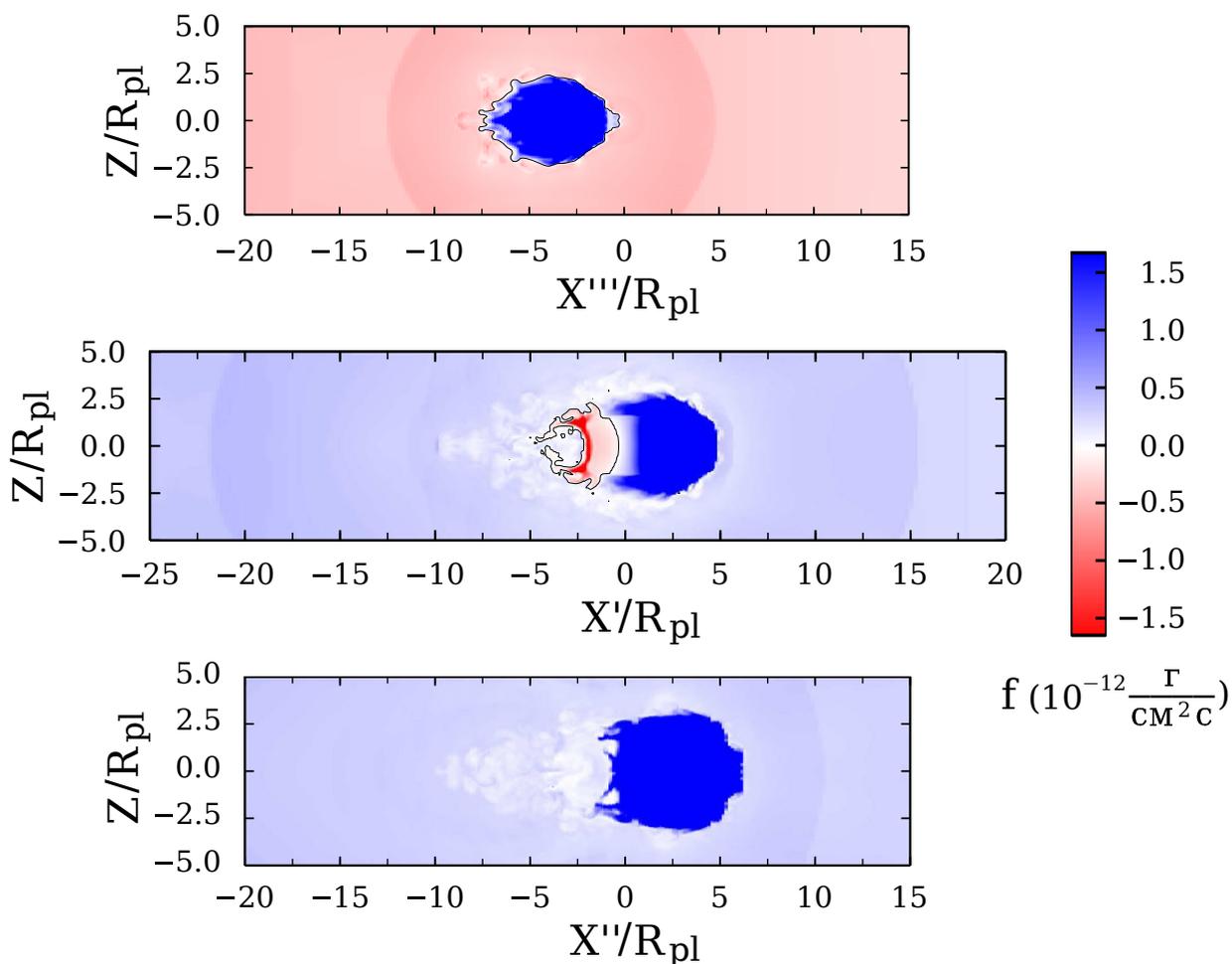


Рис. 2.8. То же, что на Рис. 2.2, для модели 4. На верхней панели показано распределение потока в плоскости, пересекающей струю из  $L_1$ , при этом положительными считаются потоки, направленные от планеты, и, так как в данной плоскости поток звездного ветра движется к планете, то все интенсивности потоков, находящиеся вне струи из  $L_1$ , оказываются отрицательными.

в сторону планеты), что вызвано, по-видимому, теми же причинами, что и в модели квазизамкнутой оболочки. Отметим, что в данной модели основная потеря вещества атмосферой происходит из окрестности внутренней точки Лагранжа: поток массы из  $L_1$  составляет  $\dot{M}_{L_1} \simeq 17 \cdot 10^9$  г/с, поток массы из  $L_2$  составляет  $\dot{M}_{L_2} \simeq 14 \cdot 10^9$  г/с. Суммарный темп потери массы атмосферы для данного случая составляет  $\dot{M} \simeq 3 \cdot 10^{10}$  г/с, что на порядок превосходит данную величину для квазизамкнутой оболочки.

### 2.3. Выводы к Главе 2

В данной главе были оценены темпы потери массы для трех возможных типов оболочек горячих юпитеров [14]: замкнутых, квазизамкнутых и открытых. В ходе трехмерного газодинамического моделирования взаимодействия атмосферы типичного горячего юпитера HD 209458b со звездным ветром были рассмотрены четыре модели, соответствующие последним оценкам параметров атмосферы этой планеты [28]. Параметры моделей были выбраны таким образом, чтобы, оставаясь в пределах известных оценок, получить все три типа атмосфер.

Полученные решения для моделей 1 и 2 относятся к системам с замкнутой оболочкой, при этом в модели 2 есть небольшое истечение вещества из окрестности точки  $L_2$ . Верхний предел потери массы для этих атмосфер составляет  $\simeq 10^9$  г/с. В модели 3 оболочка становится квазизамкнутой, однако истечение из окрестности внутренней точки Лагранжа  $L_1$  останавливается звездным ветром и не распространяется далее нескольких планетных радиусов, а потери вещества происходят с подветренной стороны через окрестность точки  $L_2$ . Темп потери массы в модели 3 незначительно превышает величины, полученные для замкнутых оболочек и составляет  $\simeq 3 \cdot 10^9$  г/с. В модели 4 атмосфера становится открытой и большая часть вещества теряется за счет истечения из  $L_1$ , которое не может быть остановлено звездным ветром. Согласно сделанным оценкам, темп потери массы для открытой атмосферы составляет  $\simeq 3 \cdot 10^{10}$  г/с. Оценки темпов потери массы, полученные для замкнутой и квазизамкнутой оболочек вполне соответствуют значениям, полученным для HD 209458b [38, 39, 55, 56, 100].

Важно отметить, что полученные решения позволяют уверенно говорить о возможности существования больших несферических оболочек у горячих юпитеров. Несмотря на то, что размеры таких оболочек существенно превышают размер полости Роша планеты, темп потери массы остается

малым, что обеспечивает стационарность их атмосфер. Отметим также, что показанная возможность существования стационарных несферических оболочек принципиально меняет общепринятые подходы при анализе наблюдательных данных атмосфер экзопланет.

#### 2.4. Положение, выносимое на защиту

По результатам первой главы на защиту выносится следующее положение:

- По результатам трехмерных газодинамических расчетов оболочек горячих юпитеров впервые определены темпы потери массы атмосферами данных планет. Установлено, что для замкнутой атмосферы темп потери массы для типичного горячего юпитера с параметрами HD 209458b составляет  $\dot{M} \leq 1 \cdot 10^9$  г/с, для квазизамкнутой атмосферы  $\dot{M} \simeq 3 \cdot 10^9$  г/с, для открытой атмосферы  $\dot{M} \simeq 3 \cdot 10^{10}$  г/с. При этом в замкнутой и квазизамкнутой атмосферах основной отток вещества происходит через точку Лагранжа  $L_2$ , а для открытой оболочки преимущественно через  $L_1$ . Показано, что квазизамкнутая оболочка, несмотря на размеры, превышающие полость Роша, является квазистационарным и долгоживущим объектом.

### 3. Влияние корональных выбросов массы на темп потери массы атмосферами горячих юпитеров

Ультрафиолетовые наблюдения горячего юпитера HD 209458b указывают на присутствие вещества атмосферы вне полости Роша этих планет. Данное явление объясняется тем, что высокоэнергетическое излучение родительской звезды, поглощаемое в верхних слоях атмосферы планеты, увеличивает температуру термосферы, что приводит к ее расширению. Как следствие, верхняя часть атмосферы может выходить за пределы полости Роша планеты, и, благодаря гравитационному притяжению звезды и взаимодействию со звездным ветром, формировать сложную несферичную стабильную оболочку (см., например, [25–28, 58], а также Главу 2).

Поскольку для таких оболочек вещество, находящееся вне полости Роша и удерживаемое динамическим давлением звездного ветра, слабо гравитационно связано с планетой, то даже незначительные изменения параметров звездного ветра могут привести к значительным изменениям структуры данной оболочки и ее темпа потери массы. Даже неактивные звезды позднего типа, такие как Солнце, обладают звездным ветром, который может испытывать резкие временные изменения. Основные 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 и скорость распространения варьируется в диапазоне 20–3000 км/с, со средним значением порядка 500 км/с [59, 60].

Как средняя скорость, так и частота солнечных КВМ изменяются в

зависимости от цикла солнечной активности. Стоит обратить внимание, что даже для относительно спокойного Солнца частота КВМ довольно высока, и составляет от  $\sim 0.5$  в день во время солнечного минимума до  $\sim 4$  в день во время максимума солнечной активности [60]. Усредняя по полному солнечному циклу, КВМ сталкиваются с магнитосферой Земли примерно два раза в месяц [61]. Так как воздействие КВМ на раздутую оболочку должно кратковременно полностью изменять динамику данной оболочки, и, с учетом частоты выбросов, данный механизм может существенно увеличить средний темп потери массы, то необходимо исследовать процесс взаимодействия плотной и быстрой плазмы КВМ с газовой оболочкой горячего юпитера.

Вопрос воздействия КВМ на атмосферы экзопланет уже поднимался, в основном для вторичных атмосфер. В работах [62] и [63] было изучено влияние КВМ, выбрасываемых звездами с малой массой, на вторичные атмосферы землеподобных планет в обитаемой зоне. Авторы данных работ пришли к выводу, что планеты со слабым магнитным полем могут потерять сотни бар атмосферного давления под действием КВМ. В работе [64] было изучено отклонение КВМ планетными магнитными полями и авторы пришли к заключению, что планетам, обращающимся вокруг звезд типа М-карлик, требуется магнитное поле с напряженностью между десятками и сотнями Гауссов, чтобы предотвратить разрушающее влияние КВМ на атмосферу. Для горячих юпитеров, вращающихся вокруг солнечноподобных звезд, магнитные поля не превышают единиц Гаусса [33–36], поэтому КВМ могут играть важную роль в эволюции атмосфер планет.

В данной главе приводится исследование влияния временных изменений параметров звездного ветра, а именно корональных выбросов массы (КВМ), на оболочку типичного горячего юпитера HD 209458b. Используя трехмерную газодинамическую модель, будет рассмотрено взаимодействие квазизамкнутой оболочки с тремя типами КВМ, характеризующимися раз-

личными скоростями распространения. Параметры моделируемых выбросов соответствуют типичным КВМ, наблюдаемым для Солнца.

Данная глава организована следующим образом. В параграфе 3.1 представлены физическая и вычислительная модель. В параграфе 3.2 обсуждаются структура и принятые параметры КВМ. В параграфе 3.3 приводятся результаты, которые затем обсуждаются в параграфе 3.4. В параграфе 3.5 приводятся выводы.

### 3.1. Особенности модели, учитывающей КВМ

В качестве типичного горячего юпитера мы рассматриваем транзитную экзопланету HD 209458b, с параметрами, описанными в параграфе 1.3. Температура и плотность атмосферы на фотометрическом радиусе были установлены равными значениям модели 3 (параграф 2.1), где эти параметры были взяты из работы [28]. В частности, мы приняли температуру  $T = 7.5 \times 10^3$  К и плотность газа  $n_{phot} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$  при  $R_{pl}$ . Эти значения приводят к решению с квазизамкнутой оболочкой, при этом масса оболочки, находящаяся вне полости Роша, составляет примерно  $10^{15}$  г (стоит обратить внимание на то, что масса газа, находящегося внутри полости Роша начиная с фотометрического радиуса, составляет около  $10^{17}$  г). Как и в Главе 2, параметры стационарного (т. е. без КВМ) звездного ветра были приняты равными параметрам солнечного ветра на орбитальном расстоянии планеты, что соответствует температуре  $T_w = 7.3 \times 10^5$  К, плотности  $n_w = 10^4 \text{ см}^{-3}$ , и радиальной скорости  $v_w = 100 \text{ км/с}$  [42]. При этих параметрах стационарный звездный ветер является дозвуковым; однако, учитывая сверхзвуковое орбитальное движение планеты (с числом Маха  $M = 1.4$ ), полная скорость планеты относительно стационарного звездного ветра будет сверхзвуковой ( $M = 1.75$ ).

Моделирование взаимодействия с КВМ проводилось следующим образом. Начальное решение, соответствующее квазизамкнутой оболочке,

бралось из расчетов, представленных в Главе 2. Для моделирования пересечения КВМ счетной области параметры звездного ветра задавались как граничное условие, зависящее от времени, в соответствии с профилем КВМ, состоящим из трех фаз (см. параграф 3.2). После окончания последней фазы КВМ параметры ветра возвращались к параметрам стационарного ветра, после чего, за какой-то промежуток времени, темп потери массы атмосферы приближался к своему стационарному значению. Для всех расчетов предполагается, что планета лежит внутри границ КВМ в течение всего времени взаимодействия с КВМ (см. параграф 3.3).

При расчетах мы пренебрегаем давлением звездного излучения и магнитным полем планеты. Мы также не рассматриваем магнитное поле звездного ветра, так как его магнитное давление сравнимо с его динамическим давлением (в стационарном случае и при прохождении КВМ), и это не изменит основных результатов этой работы. Также при моделировании не учитывается изменения химического состава звездного ветра при прохождении КВМ.

Используется сетка, описанная в Главе 1: неравномерная прямоугольная сетка с  $(468 \times 468 \times 178)$  ячеек вдоль осей  $X$ ,  $Y$ , и  $Z$ , соответственно. Физический размер вычислительной области составляет  $(40 \times 40 \times 10) R_{pl}$ . Скорость потери массы оболочкой планеты рассчитывается как разность между потоками вещества, выходящими и входящими в систему, в параллелепипеде, расположенном вдоль координатных осей, с размерами  $(32 \times 32 \times 10) R_{pl}$  и центрированному на планете. Выбор такого большого объема обусловлен тем, что при расчете темпа потери массы необходимо учитывать только тот газ, который точно больше не связан с планетой гравитационно.

В данной главе мы используем численную TVD схему Роу-Ошера. Эта явная схема высокого порядка обладает малой численной вязкостью в областях гладкого решения и при этом не размазывает ударные волны.

Эта схема основана на схеме Роу, с применением энтропийной поправки Эйнфельда [48] и TVD коррекции Ошера [50].

### 3.2. Параметры КВМ

В рамках данной главы будут рассмотрены три типа КВМ с различными наборами параметров, различающиеся по скорости их распространения: быстрый, средний и медленный. Параметры данных КВМ определены для горячего юпитера, вращающегося вокруг солнечноподобной звезды с орбитой в 0.05 а.е., используя эмпирические соображения, полученные из наблюдений за активностью Солнца.

На рисунке 3.1 показано изображение солнечного КВМ, полученного с помощью коронографа COR2 на борту аппарата STEREO-Ahead 12 июля 2012 года [65]. На рисунке схеме изображение горячего юпитера размещено на расстоянии, соответствующем орбите HD 209458b. Это показывает, что для определения параметров КВМ для расстояний, соответствующим орбитам горячих юпитеров, могут использоваться коронографы, поскольку их поле обзора охватывает до 0.073 а.е., что составляет  $15.6 R_{\odot}$ . Скорость распространения данного КВМ была определена с помощью дополнительных многоточечных снимков коронографов данного проекта (STEREO-Behind и SOHO) и моделирования, в результате чего была получена скорость распространения в  $1277 \pm 127$  км/с [66]. Данный конкретный КВМ служит случаем «среднего КВМ» в данной работе, со скоростью распространения 1300 км/с.

Из рисунка 3.1 также видно, что КВМ состоит из трех фаз: переднего фронта, который представляет собой скопление плазмы между ударной волной и магнитными силовыми трубками, фазой низкой плотности («void»), содержащей магнитные силовые трубки, и более плотного ядра, которое часто ассоциируется с волокном или протуберанцем, извергающимся вместе с КВМ (см., например, [67–69]). Заметим, что интенсивность,

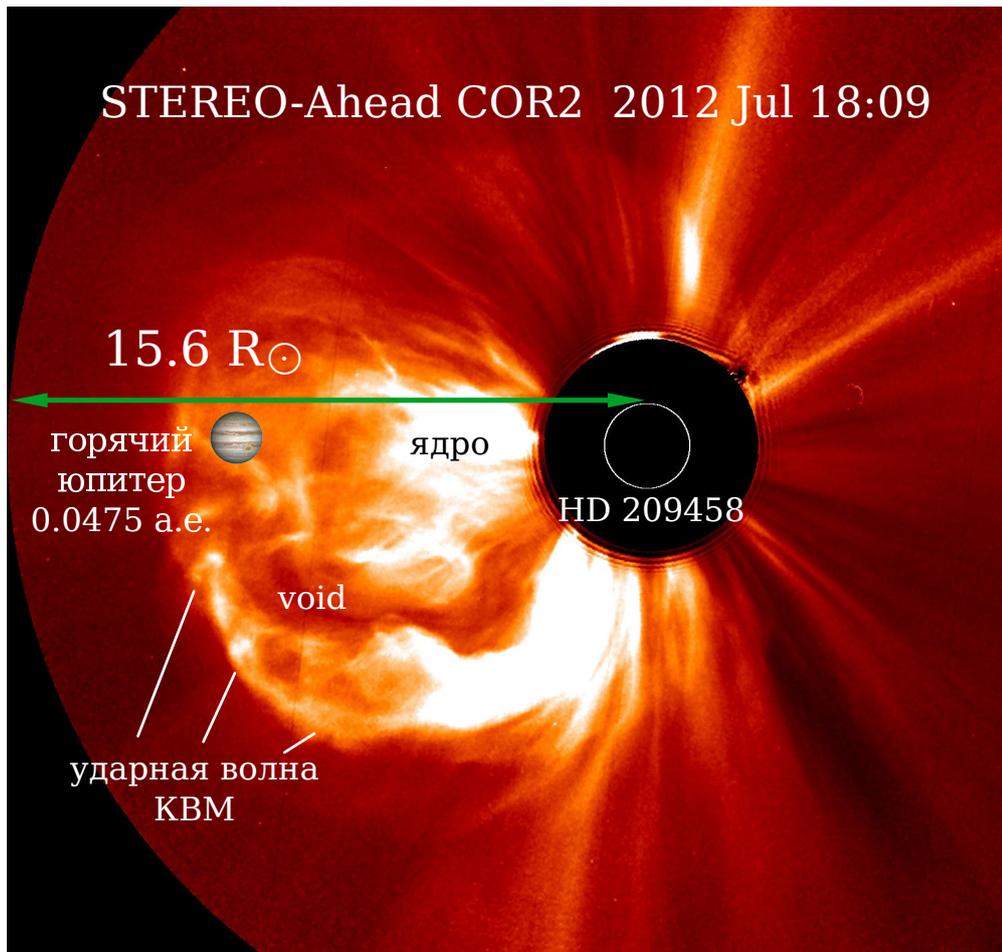


Рис. 3.1. Изображение рассматриваемой системы звезда–планета HD 209568 на фоне КВМ от Солнца, зарегистрированном 12 июля 2012 года [65]. На рисунке отмечены три фазы, из которых состоит КВМ, которые представляют собой ударную волну, «void» и ядро. В масштабе этого рисунка горячий юпитер расположен на соответствующем расстоянии от звезды, и находится внутри поля коронографа STEREO/COR2, охватывающего область с радиусом 0.073 а.е [70]. Размер горячего юпитера был увеличен для наглядности. Также отметим, что звезда HD 209458 имеет радиус чуть больший, чем Солнце —  $1.148 R_{\odot}$ .

наблюдаемая на полученных на коронографах изображениях, связана с интегральной плотностью вдоль луча зрения от наблюдателя через корональную плазму, и более высокая интенсивность подразумевает более высокую интегральную плотность. Профили плотности в конкретной точке коронографических изображений недоступны из литературы, и методика их определения не является предметом диссертации. Поэтому три разных характерных профиля плотности и скорости КВМ, которые испытывала бы

экзопланета с орбитальным расстоянием в 0.05 а.е., если бы она вращалась вокруг солнечноподобной звезды, были заданы по аналогии с профилем КВМ, наблюдаемых у Земли.

На рисунке 3.2 показаны профили скорости и плотности для рассматриваемых медленного, среднего и быстрого КВМ в зависимости от времени, прошедшего с момента выброса КВМ, в часах. Три разных КВМ имеют разные скорости распространения, измеренные на фронте КВМ: 3000, 1300 и 600 км/с для быстрого, среднего и медленного КВМ, соответственно. Для быстрого и среднего КВМ было также учтено небольшое линейное замедление в профили скорости, поскольку КВМ замедляется быстрее, чем фоновый ветер, что приводит к более медленной скорости ядра по сравнению с передней кромкой.

Три представленные КВМ имеют разные длительности на удалении от звезды на расстояние орбиты планеты HD 209458b: 1.3, 3.0 и 6.4 часа для быстрого, среднего и медленного КВМ, соответственно. Предполагалось, что для каждого КВМ продолжительность каждой фазы (передний фронт, фаза малой плотности, ядро) составляет одну треть от его общей длительности. Длительность КВМ на данном удалении от звезды были определены из предположения, что они проходят планету с заданной скоростью и радиальным размером в 20 солнечных радиусов. Это простое приближение приводит к правильной длительности КВМ, соответствующей скорости в данной точке на коронографических изображениях, поэтому оно использовалось для всех трех случаев. Результаты для скоростей КВМ были проверены используя данные солнечных КВМ, которые произошли в 23 июля 2012 года для быстрого случая [71], 12 июля 2012 года для среднего случая и 12 декабря 2008 года для медленного (см., например, [66]).

Рассмотрим подробнее структуру КВМ. Так, первая фаза каждого КВМ соответствует прохождению ударной волны и области за ней с повышенной плотностью и характеризуется увеличением скорости плазмы в

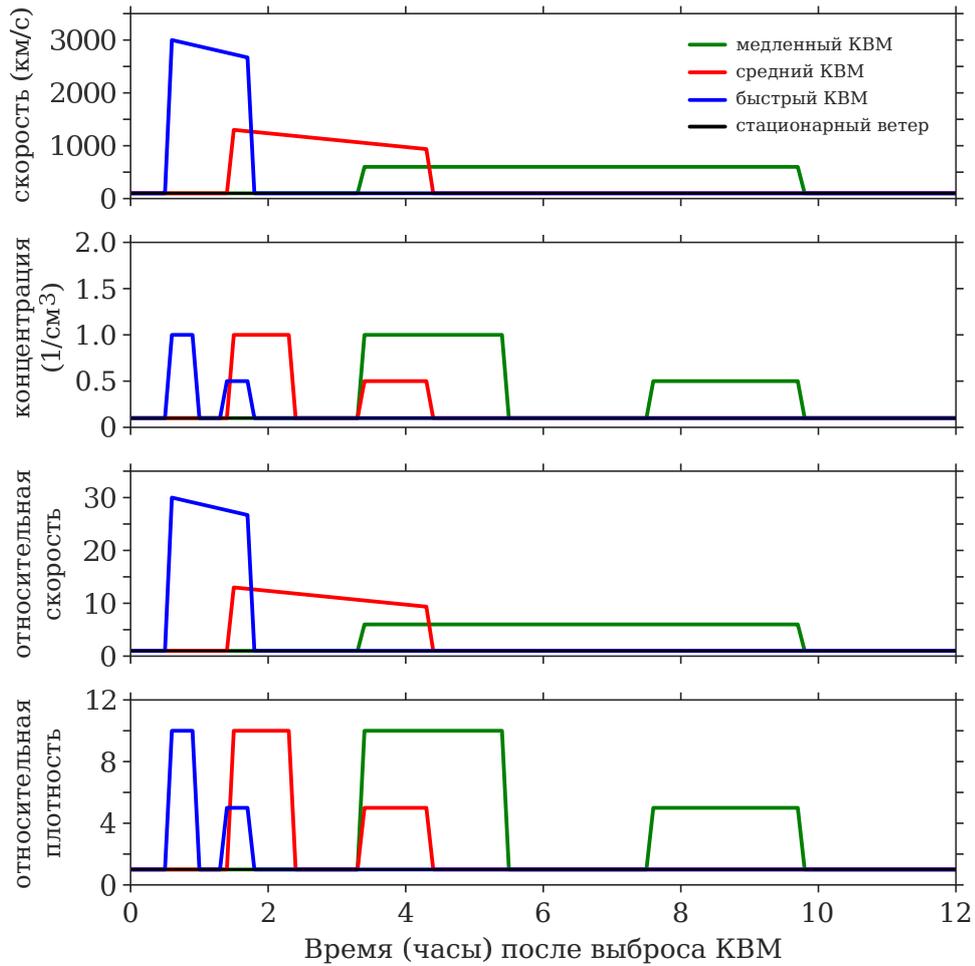


Рис. 3.2. Профили скорости и плотности звездного ветра во время прохождения медленного (зеленый), среднего (красный) и быстрого (синий) КВМ, рассматриваемых здесь как функция времени (в часах). Черная горизонтальная линия показывает уровень стационарного звездного ветра. На двух нижних панелях показаны относительная скорость и плотность ветра.

30, 13 и 6 для быстрого, среднего и медленного КВМ, соответственно. Для каждого КВМ плотность во время первой фазы увеличивается в 10 раз по сравнению со стационарным ветром. Во второй фазе («void») плотность равна плотности стационарного ветра, тогда как в третьей фазе (ядро) плотность снова увеличивается в 5 раз по сравнению с плотностью фонового ветра.

Стоит обратить внимание, что эти значения являются оценками, представляющими средние КВМ, наблюдаемые для Солнца. В работе [72]

было показано, что структуры течения перед передними кромками КВМ имеют плотность в 3 раза выше, чем у фоновой короны, поэтому коэффициент 10 для передней кромки является величиной правильного порядка. Вторая фаза имеет гораздо меньшую плотность, чем первая, так как трубка магнитного потока в значительной степени пуста, хотя динамическое давление в течение данной фазы все еще выше, чем в стационарном случае. Во время КВМ температура плазмы аналогична температуре фонового ветра. После окончания третьей фазы параметры ветра возвращаются к их изначальным значениям.

### 3.3. Результаты

На рисунках 3.3–3.5 показаны результаты, полученные при моделировании взаимодействия между экзосферой HD 209458b и быстрым, средним и медленным КВМ, соответственно. Каждая панель показывает распределение плотности в орбитальной плоскости системы. На каждом рисунке каждый ряд соответствует одной из трех фаз КВМ, при этом текущее время для каждой панели на соответствующем ряду было выбрано таким образом, что они соответствуют началу, середине и концу соответствующей фазы КВМ. Поскольку для всех трех рассмотренных КВМ результаты качественно аналогичны, здесь будет подробно рассмотрен только случай быстрого КВМ, но нижеизложенные соображения справедливы также для среднего и медленного КВМ.

Распределения плотности, показанные на верхнем ряду на рисунке 3.3, соответствуют первой фазе КВМ, т. е. первому скачку плотности, соответствующему приходу ударной волны КВМ. Верхняя левая панель соответствует моменту времени до прихода КВМ, то есть решению со стационарным ветром (Глава 2). Средняя панель верхнего ряда показывает приход первой фазы КВМ, который имеет более высокое динамическое давление по сравнению со стационарным ветром ( $\rho_1 v_1^2 / \rho_{st} v_{st}^2 \approx 9 \times 10^3$ )

## Быстрый КВМ

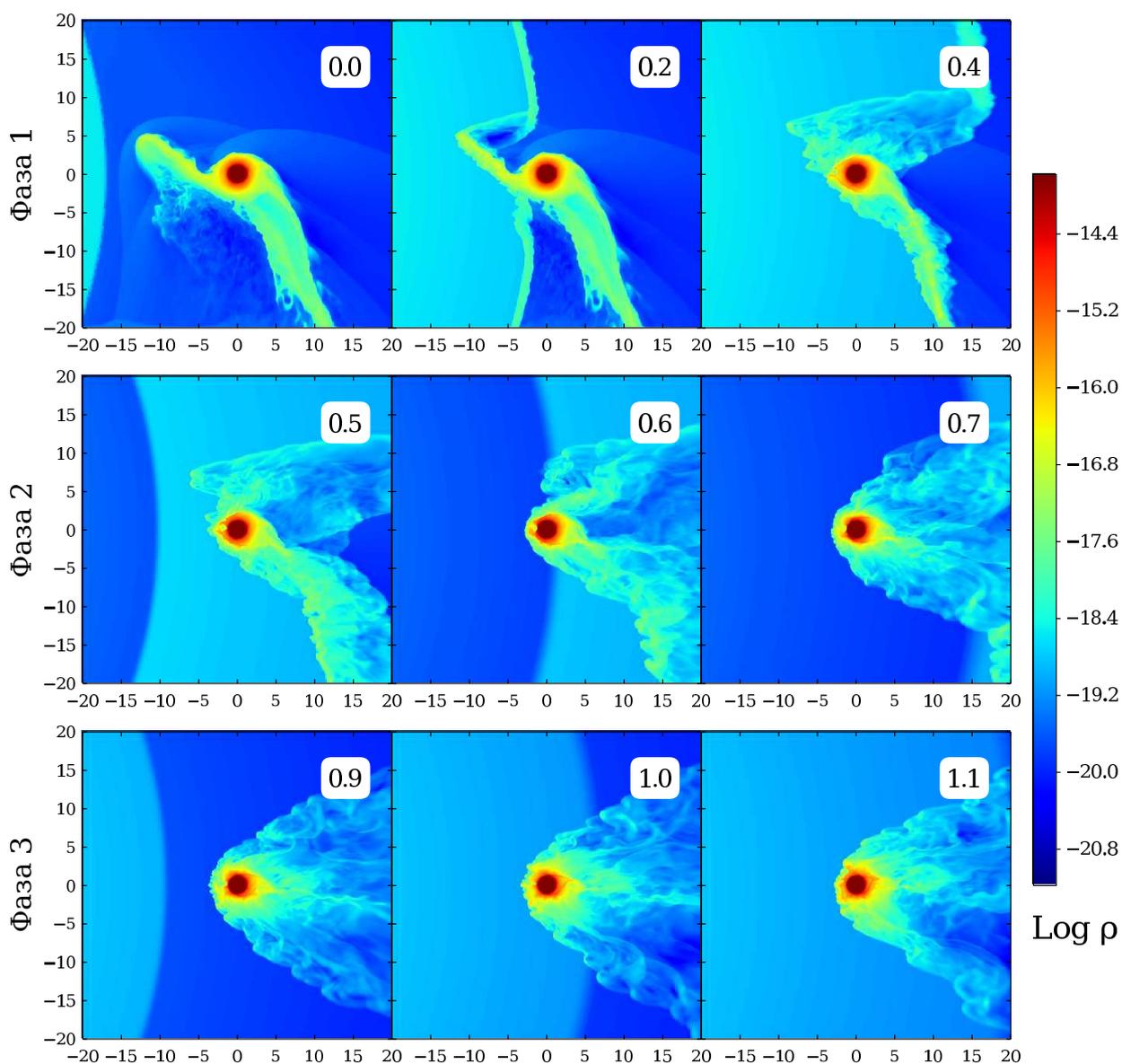


Рис. 3.3. Панели, показывающие распределение плотности в плоскости орбиты планеты с квазизамкнутой оболочкой при взаимодействии с быстрым КВМ. Время в часах приводится в правом верхнем углу каждой панели. Звезда расположена слева, за границей расчетной области. Все размеры указаны в единицах  $R_{pl}$ .

и поэтому сопровождается распространением ударной волны по вычислительной области. Столкновение фронта КВМ с оболочкой планеты нарушает структуру потока из точки  $L_1$  (верхняя правая панель) и сдвигает вихревой поток за планетой, сформированный при стационарном ветре.

Средний ряд на Рис. 3.3 соответствует фазе низкой плотности

## Средний КВМ

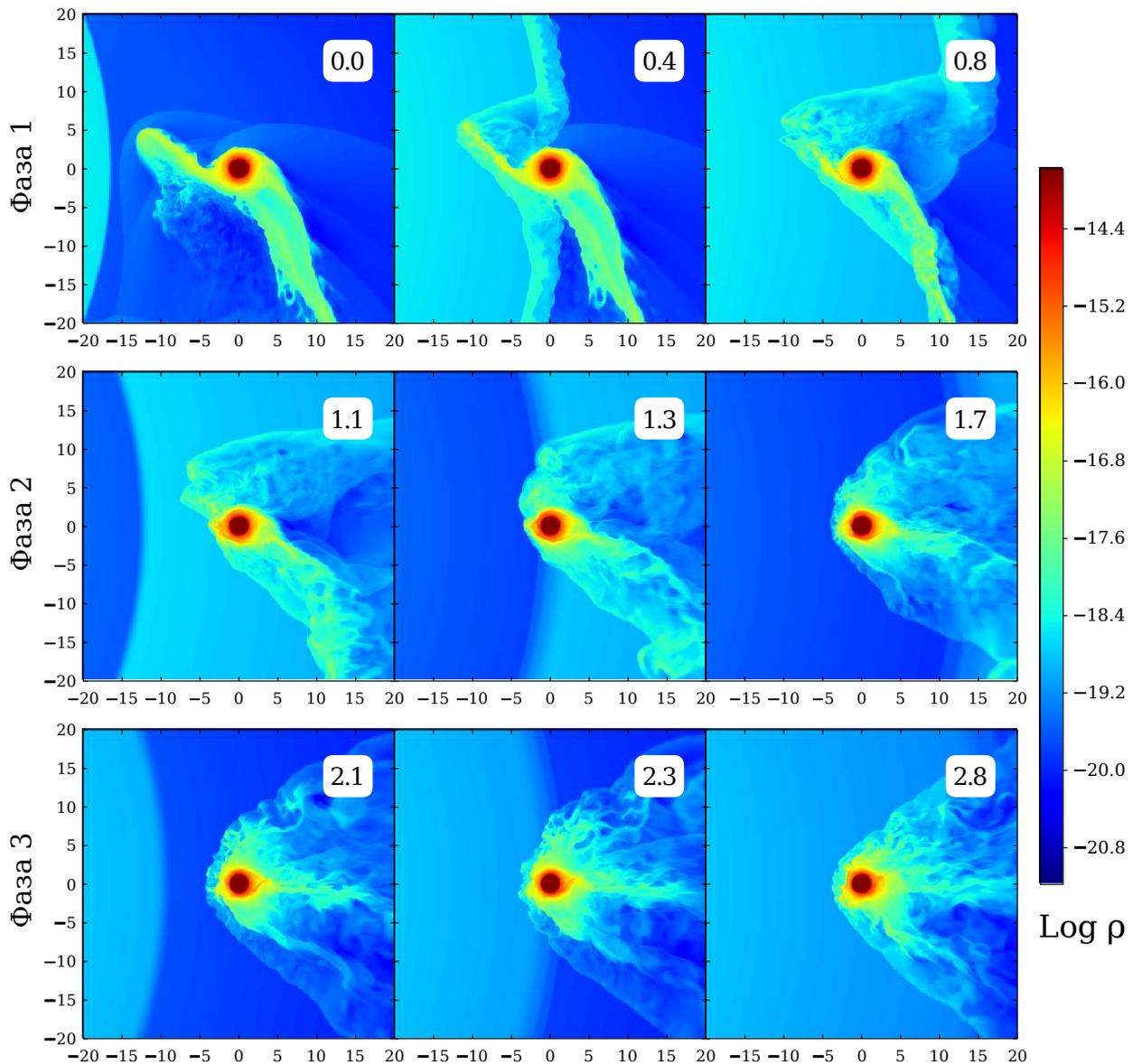


Рис. 3.4. Аналогично Рис. 3.3, но для среднего КВМ.

(«void»). В течение этой фазы плотность падает в 10 раз по сравнению с предыдущей фазой, но динамическое давление ветра все еще намного выше, чем у стационарного ветра ( $\rho_2 v_2^2 / \rho_{st} v_{st}^2 \approx 8 \times 10^2$ ). Вторая фаза КВМ полностью разрушает струи, выходящие из точек Лагранжа  $L_1$  и  $L_2$ . К концу данной фазы высокое динамическое давление ветра подавляет отток из внутренней точки Лагранжа, в то время как отток из внешней точки Лагранжа  $L_2$  смещается в направлении «от звезды».

## Медленный КВМ

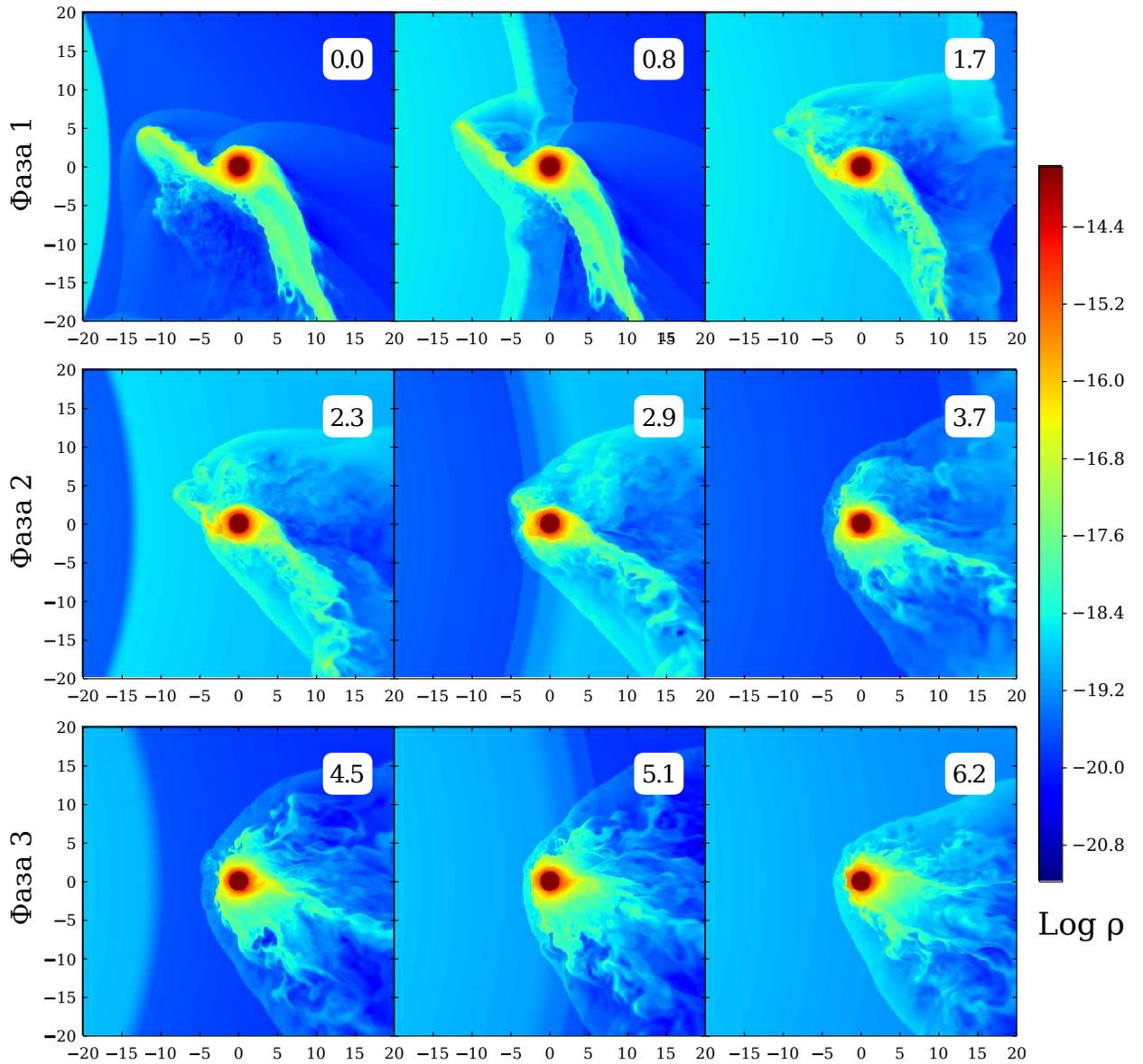


Рис. 3.5. Аналогично Рис. 3.3, но для быстрого КВМ.

Нижний ряд на рисунке 3.3 показывает взаимодействие между экзосферой планеты и третьей фазой КВМ (т.е. вторую фазу с высокой плотностью на рисунке 3.2), где динамическое давление снова увеличивается до значений, аналогичных значениям первой фазы ( $\rho_3 v_3^2 / \rho_{st} v_{st}^2 \approx 3.6 \times 10^3$ ). Во время этой фазы решение остается очень похожим на конечное из предыдущей фазы, несмотря на более высокое динамическое давление, с разницей в плотности ветра.

Сходство между рисунками 3.3–3.5 связано с тем, что длительность каждого КВМ, умноженная на скорость распространения КВМ, почти одинакова во всех трех случаях медленного, среднего и быстрого КВМ. Разница между результатами, полученными для трех случаев, заключается главным образом в темпах потери массы, которые показаны на рисунке 3.6 как функции времени. Напомним, что в представленных расчетах темпы потерь массы определяются как общая масса, пересекающая границы параллелепипеда, центрированного на планете и имеющего размеры  $(32 \times 32 \times 10) R_{\text{pl}}$ . По этой причине темпы потери массы могут быть отрицательными, когда, например, КВМ приближается к планете (т.е. вещество первой плотной фазы втекает в область учета массы). Вычисления были остановлены после 1.7, 3.6 и 7.8 часов для быстрого, среднего и медленного КВМ, соответственно (см. параграф 3.2). Темп потери массы возвращается к значениям, полученным для стационарного ветра после прохода быстрого, среднего и медленного КВМ за 0.6, 1.2 и 2 часа, соответственно.

### 3.4. Обсуждение

В таблице 3.1 приведены суммарные потери массы и усредненные темпы потери массы, полученные для трех рассчитанных КВМ. В представленной таблице общая продолжительность взаимодействия с КВМ представляет собой сумму длительности КВМ и время, необходимое для того, чтобы темп потери массы вернулся к исходному значению, полученному при стационарном ветре. Темп потери массы, полученный при стационарном ветре, составляет  $3 \times 10^9$  г/с (Глава 2). Полная потеря массы получена путем интегрирования темпа потери массы по времени с момента начала взаимодействия с КВМ до момента, когда темп потери массы вернулся к исходному значению. Усредненные темпы потери массы — это отношение суммарной массы, потерянной при взаимодействии с КВМ к общей продолжительности взаимодействия с КВМ, включая время, необходимое для

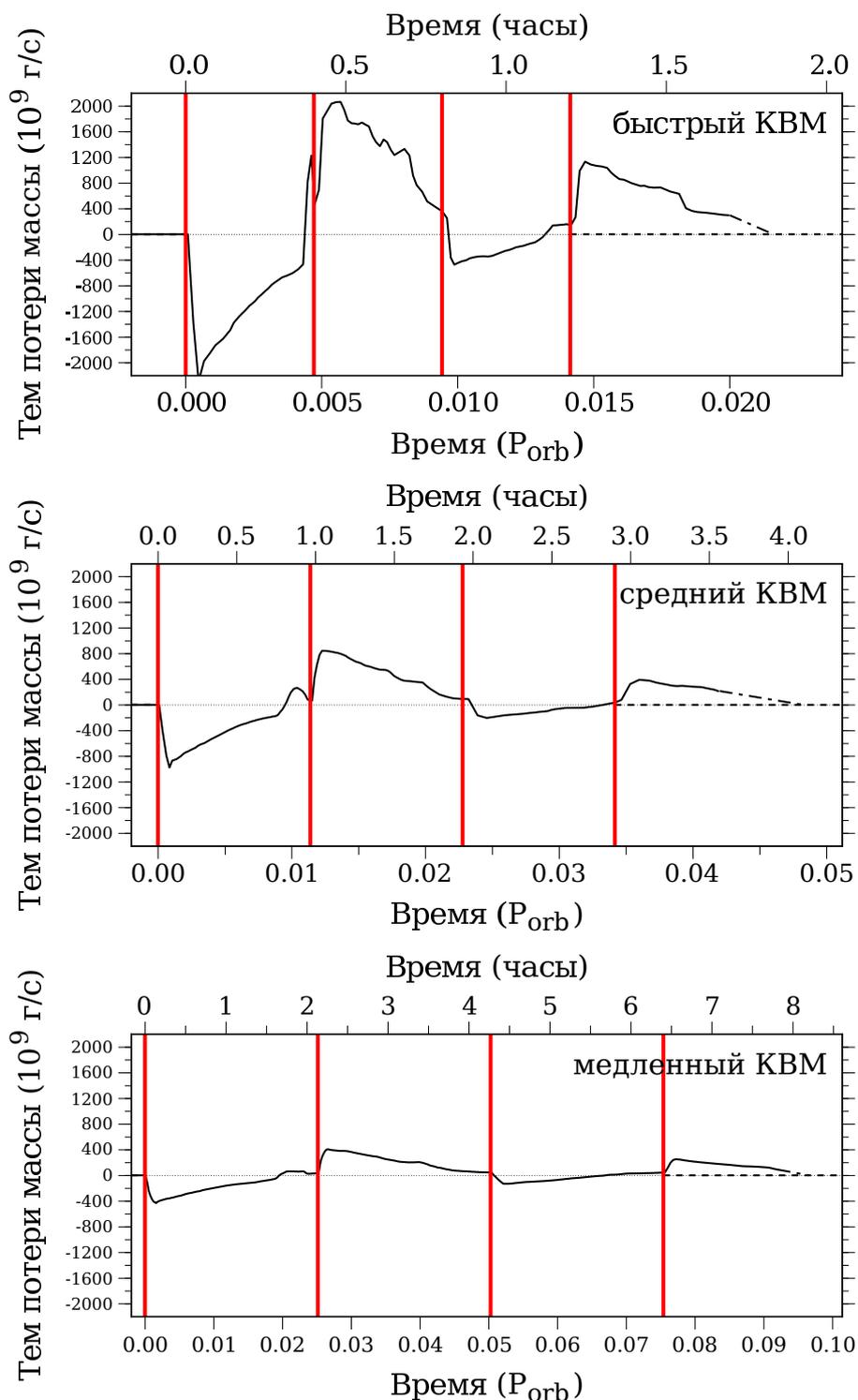


Рис. 3.6. Зависимость темпа потери массы от времени при пересечении быстрого (верхняя панель), среднего (средняя) и медленного (нижняя) КВМ. Вертикальные красные линии указывают границы трех фаз КВМ, описанных в параграфе 3.2. Штрихпунктирная линия в конце расчета показывает экстраполяцию темпа потери массы к уровню, полученному при стационарном ветре (пунктирная линия)  $3 \times 10^9$  г/с.

Таблица 3.1. Длительность и полная потеря массы для различных КВМ.

КВМ	Быстрый	Средний	Медленный
Длительность КВМ (часы)	1.3	3.0	6.4
Полная продолжительность (часы)	1.8	4.1	8.2
Полная потеря массы ( $10^{15}$ г)	1.5	1.0	1.2
Усред. темп потери массы ( $10^9$ г/с)	226	71	39

того, чтобы скорость потери массы вернулась к исходному значению.

Из таблицы 3.1 видно, что общая потеря массы примерно одинакова для всех трех рассмотренных КВМ и составляет  $\approx 10^{15}$  г. То, что суммарная потерянная масса приблизительно одинакова для всех трех КВМ, является ожидаемым результатом, поскольку продолжительность каждого КВМ обратно пропорциональна скорости его распространения. Исходя из этого, можно заключить, что для КВМ, попадающих в диапазон параметров, рассмотренных в данной работе, общая потеря массы примерно одинакова, хотя, предположительно, этот результат невозможно экстраполировать для других более сильных/более слабых КВМ, поскольку процесс взаимодействия КВМ с оболочкой планеты в значительной степени нелинеен.

Из наблюдений за солнечным ветром известно, что КВМ воздействуют на Землю примерно дважды в месяц, или 23 раза в год [61]. Эта частота не должна сильно отличаться для гораздо более близкой орбиты горячего юпитера по двум причинам. Во-первых, КВМ расширяются самоподобно, поэтому они сохраняют свой угловой размер (в среднем  $60^\circ$ ) при распространении от Солнца, что не меняет частоту взаимодействий. Во-вторых, для 3.5-дневной орбиты планета продвигается примерно на  $6^\circ$ – $28^\circ$  вокруг звезды в течение времени взаимодействия с КВМ, предполагая, что это воздействие длится от 1.3 (для быстрого КВМ) до 6.4 часов (для медленного КВМ). В результате вероятность взаимодействия с КВМ примерно одинакова для горячего юпитера и «неподвижной» планеты, такой как Земля.

Следуя вышеприведенным соображениям, мы можем рассчитать общую массу, потерянную горячим юпитером за продолжительный период времени в результате воздействия КВМ. Учитывая, что за один год происходит 23 взаимодействия с КВМ и что масса, потерянная планетой за одно пересечение КВМ, составляет около  $10^{15}$  г, мы обнаруживаем, что потеря массы планеты из-за воздействия КВМ за 1 млрд. лет составляет около  $2 \times 10^{25}$  г. Здесь стоит обратить внимание на то, что масса планеты (ядро + оболочка) составляет около  $10^{30}$  г.

В периоды без КВМ, т.е. когда ветер приблизительно стационарен, планета теряет атмосферу из-за взаимодействия с звездной плазмой с темпом потери массы около  $3 \times 10^9$  г с $^{-1}$ , что за 1 млрд. лет означает полную потерю массы около  $9 \times 10^{25}$  г. Из этого следует, что масса, потерянная при стационарном звездном ветре и из-за столкновений с КВМ за 1 млрд. лет примерно одинаковы. Хотя у нас нет статистических данных о КВМ в зависимости от звездного возраста, принято считать, что частота КВМ уменьшается со звездным возрастом таким же образом, как и интенсивность высокоэнергетичного излучения родительской звезды. Это означает, что потерянная масса при стационарном звездном ветре и масса, потерянная из-за столкновений с КВМ, могут быть одинаковыми в период, когда родительская звезда находится на главной последовательности.

### 3.5. Выводы к Главе 3

Было исследовано воздействие КВМ на газовую оболочку типичного горячего юпитера HD 209458b. Были рассмотрены три типа КВМ с разной продолжительностью и скоростью распространения. Было обнаружено, что уже первая фаза КВМ при столкновении с атмосферой планеты срывает гравитационно несвязанную часть квазизамкнутой оболочки.

Получено, что для всех трех КВМ масса атмосферы, потерянная за полное время взаимодействия с КВМ, составляет порядка  $\approx 10^{15}$  г, что, в

свою очередь, учитывая частоту выбросов у солнечноподобных звезд, составляет около  $\approx 10^{25}$  г в течение 1 млрд. лет. Данная масса имеет тот же порядок величины, что и масса, потерянная планетой за 1 млрд. лет при стационарном темпе потери массы. Разумно предположить, что этот результат может быть обобщен на весь период времени, когда родительская звезда находится на главной последовательности, хотя необходим подробный расчет, чтобы доказать это для более быстрых и плотных КВМ. Это говорит о том, что можно учитывать влияние КВМ при расчетах эволюции атмосфер горячих юпитеров, просто удваивая темп потери массы, полученный из газодинамических моделей при стационарном ветре (см., например, [73, 74]).

Результаты расчетов показывают, что столкновения с КВМ оказывают значительное влияние на общую массу, теряемую планетой, расположенной на близкой орбите к солнечно-подобной звезде. Это означает, что эффекты КВМ и космической погоды должны учитываться в расчетах эволюции планет, особенно для близких планет.

### 3.6. Положение, выносимое на защиту

По результатам второй главы на защиту выносятся следующее положение:

- Разработана модель расчета воздействия корональных выбросов массы (КВМ) на газовую динамику оболочек горячих юпитеров. По результатам моделирования, на примере экзопланеты HD 209458b, показано, что типичный КВМ солнечного типа срывает и уносит большую часть оболочки, находящуюся вне полости Роша, при этом характерная величина теряемой массы составляет  $\Delta M \sim 10^{15}$  г. Учитывая частоту столкновений с КВМ от солнечноподобной звезды, масса горячего юпитера, теряемая за год вследствие воздействий КВМ, имеет

тот же порядок величины, что и масса, потерянная планетой в отсутствие КВМ при стационарном темпе потери массы. С учетом того, что вспышечная активность молодых звезд выше, эффекты КВМ и космической погоды имеют большее значение и должны учитываться при расчетах эволюции близких планет.

#### 4. Влияние радиативного давления на газодинамику атмосферы горячего юпитера HD 209458b

Атмосферы горячих юпитеров, близких планет-гигантов, вращающихся вокруг их родительских звезд на расстояниях менее 0.1 а.е., показывают ряд необычных особенностей, которые не наблюдаются в атмосферах планет солнечной системы. Близость горячих юпитеров к их родительским звездам может приводить к нагреву и расширению их атмосфер, в результате чего они переполняют свои полости Роша и, как следствие, начинается отток газа из атмосферы планеты к звезде через внутреннюю точку Лагранжа  $L_1$  (Рис. 4.1). Кроме того, из-за малого удаления от звезды планета имеет высокую орбитальную скорость, вследствие чего впереди планеты формируется ударная волна.

В работах [13, 14] была разработана газодинамическая модель для исследования процесса формирования экзопланетных оболочек и их взаимодействия со звездным ветром и было показано, что структура таких оболочек зависит от положения точки лобового столкновения (точка, в которой динамическое давление звездного ветра уравнивает давление атмосферы планеты) относительно границ полости Роша. Вышеупомянутые численные модели не учитывали влияния давления звездного излучения, предполагая, что газ в оболочке сильно ионизован и, следовательно, излучение звезды не будет поглощаться при прохождении через оболочку. Однако другие авторы высказывали предположение, что воздействие радиативного давления может существенно менять газодинамику исследуемых оболочек. Так, например, в работе [16], используя бесстолкновительную модель, авторы оценили, что отношение сил радиативного давления и

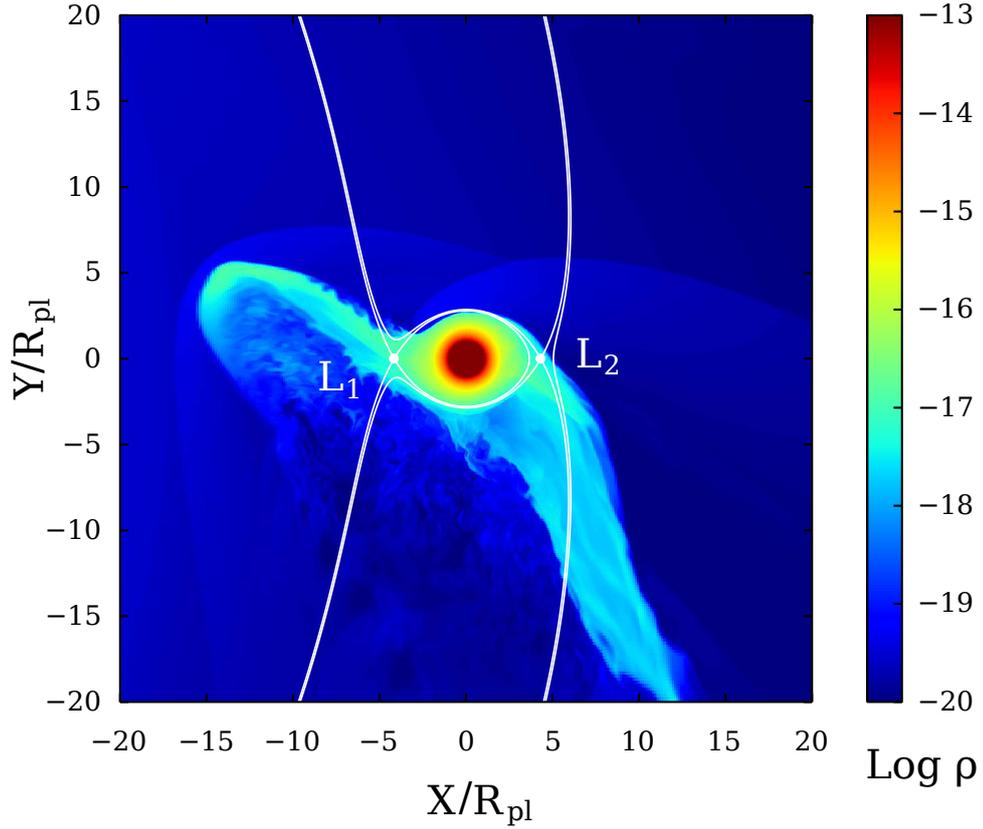


Рис. 4.1. Распределение плотности в экваториальной плоскости квазизамкнутой оболочки экзопланеты HD 209348b. Звезда располагается за границей расчетной области слева с координатами  $X/R_{\text{pl}} = -75$  и  $Y/R_{\text{pl}} = 0$ . Сплошные белые кривые обозначают эквипотенциали потенциала Роша, проходящие через точки Лагранжа  $L_1$  и  $L_2$ .

гравитации,  $\beta = f_{\text{rad}}/f_{\text{grav}}$ , действующих на атом водорода в основном состоянии в системе HD 209458b, может быть близким к единице (см. Рис. 2 в указанной статье) и предположили, что давление излучения в линии Ly- $\alpha$  должно оказывать огромное влияние на газодинамику оболочки, по аналогии с динамикой межзвездных атомов водорода внутри гелиосферы (см., например, [75, 76]).

Чтобы исследовать влияние радиативного давления на газодинамику раздутых несферических оболочек горячих юпитеров, необходимо рассмотреть физические условия, определяющие величину этой силы: степень ионизации, интенсивность линии Ly- $\alpha$  и поглощение звездного излучения в оболочке. Влияние радиативного давления оценивается по отношению

к другим силам: тепловому давлению, силе гравитации и динамическому давлению звездного ветра. Результаты данной главы представляют интерес также для моделирования атмосфер других близких экзопланет, не только горячих юпитеров, но и теплых нептунунов и суперземель, обращающихся вокруг звезд типа К-карлик, где физические условия могут существенно отличаться.

Данная глава организована следующим образом. В параграфе 4.1 обсуждается, как радиативное давление воздействует на водородную плазму, и описываются физические эффекты переноса и поглощения излучения, учитываемые при моделировании. Также здесь описываются изменения в газодинамической модели и формулируется численная реализация задачи переноса излучения. В параграфе 4.2 представлены результаты и обсуждается применимость использованной модели; в параграфе 4.3 подробно исследуется влияние некоторых других источников поглощения на полученное решение. Выводы сформулированы в параграфе 4.4.

#### 4.1. Модель с учетом радиативного давления

Цель данной работы — исследовать влияние давления излучения родительской звезды на динамику оболочки горячего юпитера HD 209458b. Согласно работе [14] (см. Главу 2) в области струй квазизамкнутого решения (Глава 2) температура изменяется в диапазоне  $3.5 < \log(T) < 4.0$  ( $T$  в К), а значения концентрации находятся в диапазоне  $7 < \log(n) < 8$  ( $n$  in  $\text{cm}^{-3}$ ). Мы предполагаем, что оболочка состоит только из водорода и рассчитываем на основе уравнения баланса неравновесную степень ионизации с учетом фотоионизации. Основным источником излучения, влияющим на водород в верхних слоях атмосферы, является линия Лайман-альфа. Эта линия соответствует атомному переходу между уровнями  $n = 2$  и  $n = 1$ , поэтому излучение в этой линии поглощается только неионизованными атомами водорода в основном состоянии. В данном разделе мы обсудим допу-

щения, сделанные в этой работе, и оценим вызванные ими ошибки.

Во-первых, мы предполагаем, что влияние других источников поглощения невелико по сравнению с линией Лайман-альфа. Действительно, влияние других линий серии Лаймана для солнечноподобных звезд намного слабее, чем влияние линии Ly- $\alpha$ . Например, для линии Ly- $\beta$  поток в центре линии  $F_{\nu, \text{Ly}-\beta, \text{cntr}} \approx 10^{-2} \cdot F_{\nu, \text{Ly}-\alpha, \text{cntr}}$  [77]. Поскольку сила осциллятора уменьшается с увеличением верхнего уровня для перехода  $1 - n$ , учет других линий серии Лаймана существенно не изменяет величину давления излучения.

Чтобы оценить влияние линий серии Бальмера, необходимо вычислить населенность второго уровня водорода. В соответствии с распределением Больцмана:

$$n_2/n_1 = g_2/g_1 \cdot \exp(-(\chi_2 - \chi_1)/kT), \quad (4.1)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — заселенности 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 исследуемого диапазона температур  $kT < 0.9$  эВ, поэтому  $n_2/n_1 < 10^{-4}$ . Соотношение центральных потоков линий H $_{\alpha}$  и Ly- $\alpha$  Солнца составляет  $F_{\nu, \text{H}_{\alpha}, \text{cntr}}/F_{\nu, \text{Ly}-\alpha, \text{cntr}} \sim 10^2$ . Поэтому, с учетом того, что сила осциллятора составляет 0.6 для H $_{\alpha}$  и 0.416 для Ly- $\alpha$  [78], можно сделать вывод, что влияние радиативного давления в линии H $_{\alpha}$  не будет превышать  $f_{\text{H}_{\alpha}}/f_{\text{Ly}-\alpha} < 10^{-2}$  для оптически тонкого газа. Другие линии серии Бальмера имеют меньшие силы осциллятора, поэтому мы также можем исключить их из рассмотрения.

Другие источники поглощения излучения пренебрежимо малы для указанного диапазона параметров газа оболочки. Так, интенсивность ионизирующего излучения водорода ( $\lambda < 913\text{\AA}$ , связанно-свободный переход) меньше интенсивности линии Лайман-альфа, свободно-свободное поглощение не оказывает никакого влияния при таких низких температурах.

Эффект томсоновского рассеяния на электронах и поглощение на отрицательных ионах водорода  $H^-$  в этой задаче пренебрежимо малы, так как оболочка имеет очень малую колонковую плотность, чтобы получить значительную оптическую глубину для данных источников поглощения (см. параграф 4.3).

Во-вторых, в модели пренебрегается процессом переизлучения. Действительно, после поглощения фотона атом водорода будет находиться в своем возбужденном состоянии  $k$  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 берется по всем уровням энергии  $i$ , которые находятся ниже возбужденного состояния  $k$ . Для переходов в атоме водорода  $A_{ki} \sim 10^7 \text{с}^{-1}$ , и соответствующее время жизни возбужденного состояния составляет  $\tau \sim 10^{-7} \text{с}$ . Характерное время между столкновениями атомов водорода в оболочке составляет  $\tau_{\text{gas}} \sim 10^1 - 10^2 \text{с}$ , и поэтому столкновительная дезактивация пренебрежимо мала. После переизлучения направление фотона является произвольным с центральносимметричным распределением (например, распределение угла рассеяния для перехода Лаймана-альфа имеет вид  $\phi(\omega) = (11/12 + 1/4 \cdot \cos^2\omega)/(4\pi)$ , где  $\omega$  - угол между начальным и новым направлениями распространения атомов [79]), и поэтому этот процесс не вносит вклад в передачу импульса. Необходимо подчеркнуть, что данное утверждение остается верным, даже если фотон повторно излучается на частоте, отличной от той, которая имела поглощенный фотон.

Опираясь на эту модель взаимодействия фотона с атомом, рассмотрим две ситуации рассеяния излучения в среде: прозрачная среда, размеры которой сравнимы с длиной поглощения для этого излучения (Рис. 4.2, а) и непрозрачная среда — полусфера, заполненная поглощающим газом (Рис. 4.2, б). В первом случае после взаимодействия излучения с веществом останется часть излучения, не взаимодействовавшего с веществом, часть

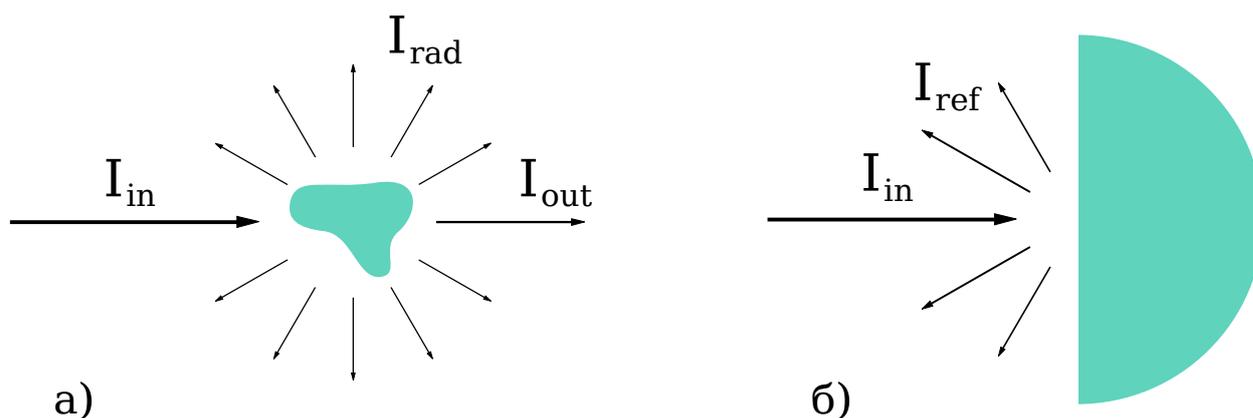


Рис. 4.2. Две ситуации рассеяния излучения в веществе: а) прозрачная среда, размеры которой сравнимы с длиной поглощения для этого излучения; б) непрозрачная среда — полусфера, заполненная поглощающим газом.

поглощенного излучения (из-за столкновительных дезактиваций возбужденных атомов и т. д.) и часть излучения, которое было переизлучено. При этом переизлученное излучение будет 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). В этом случае очевидно, что провзаимодействовавшее излучение, то есть которое было поглощено или переизлучено, отдаст свой импульс веществу, а переизлученное излучение будет иметь нулевой импульс.

Во втором случае, с непрозрачной средой, переизлучение фотона будет происходить до тех пор, пока фотон не покинет оболочку в направлении, противоположном падению, или его энергия не перейдет 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 газ не изменяется во время взаимодействия с излучением, максимальный поглощенный импульс может быть до двух раз больше, чем импульс падающего излучения. Исходя из данного рассуждения, при моделировании давления излучения мы пренебрегаем переизлучением, поскольку для его

моделирования требуются огромные вычислительные мощности. Поэтому, опуская этот процесс, мы недооцениваем вычисленное давление излучения на коэффициент меньше, чем 2. Это естественным образом определяет точность модели.

Наконец, мы используем физическую модель радиативного давления, аналогичную описанной в работе [16], учитывающую доплеровский сдвиг и самопоглощение. Учет процесса самопоглощения очень важен, так как оболочка не прозрачна в линии Лайман-альфа: звездное излучение поглощается «внешними» слоями, расположенными близко к звезде, и не проникает во «внутренние» слои, расположенные дальше от звезды.

#### 4.1.1. Особенности газодинамической модели

Для учета давления излучения в газодинамическую модель оболочки горячего юпитера, сформулированной в Главе 1 был добавлен член радиативного давления,  $\mathbf{f}_{\text{rad}}$ :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \mathbf{I}] = -\rho \text{grad } \Phi - 2[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}] \rho + \mathbf{f}_{\text{rad}}, \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u}(\varepsilon + p)] = -\rho \mathbf{u} \text{grad } \Phi, \quad (4.4)$$

где  $\rho$  — плотность газа,  $\mathbf{u}$  — скорость газа,  $p$  — давление газа,  $\varepsilon = \rho \varepsilon + \rho \mathbf{u}^2/2$  — сумма внутренней и кинетической плотностей энергии,  $\boldsymbol{\Omega}$  — угловая скорость вращения планеты (она совпадает с орбитальной скорости планеты, так как предполагается, что обращение планеты по орбите и вращение вокруг ее оси синхронизованы), а  $\Phi$  — гравитационный потенциал Роша.

Уравнения (4.2) - (4.4) описывают динамику оболочки планеты в системе отсчета, которая вращается вместе с планетой. Чтобы замкнуть систему, мы используем уравнение состояния идеального газа:

$$\epsilon = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)}, \quad (4.5)$$

где  $\gamma = 5/3$  является показателем адиабаты.

Внутренние граничные условия на фотометрическом радиусе были заданы следующим образом: концентрация  $n_{\text{phot}} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , температура  $T_{\text{atm}} = 7500 \text{ К}$ , скорость вещества  $u_{\text{phot}}$  установлена равной нулю. Данные параметры газа соответствуют квазизамкнутой оболочке (Глава 2). На внешних границах, на которых газ звездного ветра втекает в вычислительную область, были заданы постоянные граничные условия с физическими параметрами, соответствующими солнечному ветру на расстоянии орбиты HD 209458b [14]. На других границах использовались граничные условия свободного вытекания.

Используемая в данной главе вычислительная сетка имеет  $640 \times 640 \times 500$  ячеек в направлениях  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ , соответственно. Физический размер вычислительной области составляет  $(40 \times 40 \times 20) R_{\text{pl}}$ . Сетка экспоненциально уплотняется вблизи планеты, так что размер каждой ячейки на фотометрической поверхности планеты  $(\Delta x, \Delta y, \Delta z \simeq 0.02 R_{\text{pl}})$  меньше шкалы высот. Размеры ячеек сетки на внешних границах вычислительной области выбраны таким образом, чтобы разрешать основные элементы течения  $(\Delta x, \Delta y \simeq 0.2 R_{\text{pl}})$ .

Мы используем численную схему TVD Roe с энтропийной поправкой, основанной на схеме LLF. Полученная схема обладает низкой численной вязкостью в областях гладкого решения, но при этом не размывает ударные волны [80, 81].

### 4.1.2. Фотоионизация

Давление излучения в линии Лайман-альфа действует только на неионизованный водород. Для расчета ионизации вещества мы вычисляем концентрацию нейтрального водорода в оболочке,  $n_{\text{HI}}$ , на каждый момент времени, решая одновременно с газодинамическими уравнениями (4.2) - (4.5) уравнение переноса для  $n_{\text{HI}}$ :

$$\frac{\partial n_{\text{HI}}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{\text{HI}} \mathbf{u}) = \mathcal{R} - \mathcal{C} - \mathcal{I}, \quad (4.6)$$

где  $\mathcal{R}, \mathcal{C}, \mathcal{I}$  — темпы рекомбинации, столкновительной ионизации и фотоионизации, соответственно. Начальное распределение неионизованного водорода,  $n_{\text{HI}}$ , определяется из уравнения Саха [82].

Темп рекомбинации ионизованного водорода из-за столкновения с электронами при условии, что атмосфера состоит из атомарного водорода, рассчитывается в соответствии с выражением:

$$\mathcal{R} = \alpha_{\text{В}}(T) \cdot n_e \cdot n_{\text{HI}} = \alpha_{\text{В}}(T) \cdot (n - n_{\text{HI}})^2, \quad (4.7)$$

где  $\alpha_{\text{В}}(T) = 2.55 \times 10^{-13} (T/10^4 \text{ K})^{-0.79} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  — 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 «В-случая» (см., например, [83]).

Столкновительная ионизация, обусловленная неупругими столкновениями нейтральных атомов и электронов, не имеет существенного значения, так как температура в оболочке ( $\sim 10^4 \text{ K}$ ) 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 необходимо учитывать этот член. Темп столкновительной ионизации можно рассчитать в соответствии со следующим выражением:

$$\mathcal{C} = c(T) \cdot n_{\text{HI}} \cdot n_e = c(T) \cdot (n - n_{\text{HI}})n_{\text{HI}}, \quad (4.8)$$

где коэффициент столкновительной ионизации был взят из работы [84]:

$$\begin{aligned} c(T) = \exp[ & - 96.1443 \\ & + 37.9523 \ln T \\ & - 7.96885 (\ln T)^2 \\ & + 8.83922 \times 10^{-1} (\ln T)^3 \\ & - 5.34513 \times 10^{-2} (\ln T)^4 \\ & + 1.66344 \times 10^{-3} (\ln T)^5 \\ & - 2.08888 \times 10^{-5} (\ln T)^6 \\ & - 157800/T] \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

В сером приближении, когда мы предполагаем, что весь поток ионизирующего излучения сосредоточена на предельной частоте серии Лаймана, последний член в уравнении (4.6), темп фотоионизации, можно записать в виде:

$$\mathcal{I} = \frac{F_{\text{UV}}}{h\nu_0} \cdot \exp(-\tau) \cdot \sigma_{\text{UV}} n_{\text{HI}}, \quad (4.10)$$

где  $h$  — постоянная Планка,  $\sigma_{\text{UV}} = 6.3 \times 10^{-18} \text{ см}^2$  — сечение фотоионизации на предельной частоте серии Лаймана  $\nu_0$  (см., например, [85]),  $F_{\text{UV}} = F_0 \cdot (a_{\text{pl}}^2/l^2)$  — поток ионизирующего излучения на расстоянии  $l$  от центра звезды,  $F_0 = 884 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$  — поток излучения на орбитальном расстоянии планеты,  $a_{\text{pl}}$  [86, 87], а  $\tau$  — оптическая глубина. Значение оп-

тической глубины рассчитывается аналогично поглощению линии Лайман-альфа, см. параграф 4.1.3.

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 быстрее, чем время, необходимое для формирования оболочки из начальных условий, поэтому выбор начальных условий для степени ионизации не влияет на конечные результаты.

### 4.1.3. Радиативное давление

Для учета поглощения излучения в оболочке горячего юпитера, нам необходимо решить уравнение переноса излучения:

$$\frac{dI_\nu(\mathbf{n}, l)}{dl} = -\alpha_\nu(l)[I_\nu(\mathbf{n}, l) - S_\nu(l)], \quad (4.11)$$

где интенсивность  $I_\nu(\mathbf{n}, l)$  представляет собой поток энергии на расстоянии  $l$  в направлении  $\mathbf{n}$  на частоте  $\nu$ ,  $\alpha_\nu(l)$  — коэффициент поглощения, а  $S_\nu(l)$  — функция источника. Как обсуждалось в параграфе 4.1, мы не рассматриваем переизлучение. Это не меняет решение в оптически тонких областях, но может привести к недооценке давления излучения не более чем в 2 раза в областях с большой оптической толщиной. Тогда уравнение (4.11) можно записать в виде:

$$\frac{dI_\nu(\mathbf{n}, l)}{dl} = -\alpha_\nu(l) \cdot I_\nu(\mathbf{n}, l). \quad (4.12)$$

Для расчета поля излучения мы используем подход с трассировкой лучами. Чтобы вычислить интенсивность, которая достигает каждой конкретной вычислительной ячейки, проинтегрируем уравнение (4.12) вдоль луча от поверхности звезды до вычислительной ячейки, используя известные коэффициенты непрозрачностей для ячеек, лежащих на пути. Затем

мы вычисляем поглощенную энергию и, соответственно, силу излучения, действующие на эту ячейку. Отношение между входящей,  $I_{\nu,\text{in}}^i$ , и исходящей интенсивностью,  $I_{\nu,\text{out}}^i$ , для вычислительной ячейки  $i$  с постоянной в ее объеме непрозрачностью  $\alpha_{\nu}^i(\rho^i, T^i)$  определяется как:

$$I_{\nu,\text{out}}^i = I_{\nu,\text{in}}^i \cdot \exp(-\alpha_{\nu}^i \cdot \Delta l^i), \quad (4.13)$$

где  $\Delta l^i$  — длина пути луча внутри ячейки  $i$ . Интенсивность излучения, достигающая ячейку  $n$ , равна:

$$\begin{aligned} I_{\nu,\text{in}}^n &= I_{\nu,\text{in}}^0 \cdot \left( \prod_{i=0}^{n-1} \exp(-\alpha_{\nu}^i \Delta l^i) \right) = \\ &= I_{\nu,\text{in}}^0 \cdot \exp\left(-\sum_{i=0}^{n-1} \alpha_{\nu}^i \Delta l^i\right), \end{aligned} \quad (4.14)$$

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

$$I_{\nu,\text{in}}^0 = (R_{\text{star}}^2/l_0^2) \cdot I_{\nu,\text{star}}, \quad (4.15)$$

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

$$\begin{aligned} I_{\nu,\text{abs}}^n &= I_{\nu,\text{in}}^n \cdot \int_{S_{\text{cell}}^n} (1 - \exp(-\alpha_{\nu}^n \cdot \Delta l^n)) dS \approx \\ &\approx I_{\nu,\text{in}}^n \cdot \int_{S_{\text{cell}}^n} \alpha_{\nu}^n \Delta l^n dS = I_{\nu,\text{in}}^n \alpha_{\nu}^n \cdot V_{\text{cell}}^n, \end{aligned} \quad (4.16)$$

где интеграл берется по поверхности ячейки  $n$ ,  $S_{\text{cell}}^n$ , как она видна из центра звезды,  $\Delta l^n$  — длина пути луча в ячейке,  $V_{\text{cell}}^n$  — объем ячейки  $n$ . Наконец, сила давления излучения, действующая на газ в вычислительной

ячейке  $n$ , равна:

$$f_{\nu,\text{rad}}^n = I_{\nu,\text{abs}}^n / c = \frac{1}{c} \cdot (R_{\text{star}}^2 / l_0^2) \cdot I_{\nu,\text{star}} \cdot \exp\left(-\sum_{i=0}^{n-1} \alpha_{\nu}^i \Delta l^i\right) \cdot \int_{S_{\text{cell}}^n} (1 - \exp(-\alpha_{\nu}^n \cdot \Delta l^n)) dS, \quad (4.17)$$

где  $c$  — скорость света.

#### 4.1.4. Профиль линии Ly- $\alpha$ звезды HD 209458

Для расчетов используется профиль линии Лайман-альфа для звезды HD 209458 из работы [16], показанный на рисунке 4.3. Наблюдаемый профиль линии показан толстой черной линией, а профиль линии, скорректированный с учетом межзвездного поглощения, показан тонкой черной линией. Чтобы вычислить поток излучения в линии на поверхности звезды,  $F_{\nu,\text{star}}$ , необходимо умножить скорректированный профиль линии на  $(d_{\text{star}}/R_{\text{star}})^2$ , где  $d_{\text{star}}$  — это расстояние от Земли до системы HD 209458 [88]. Давление излучения, действующее на один атом водорода, определяется формулой [89]:

$$f_{\text{atom}}(\nu) = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} \cdot f_{\text{osc}} \cdot F(\nu), \quad (4.18)$$

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

$$\alpha(\nu) = \frac{\pi e^2}{m_e c} \cdot f_{\text{osc}} \cdot n_{\text{I}} \cdot \phi(\nu), \quad (4.19)$$

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

$$\int_0^{\infty} \phi(\nu) d\nu = 1. \quad (4.20)$$

В дальнейшем будет показано, что основной результат этой работы

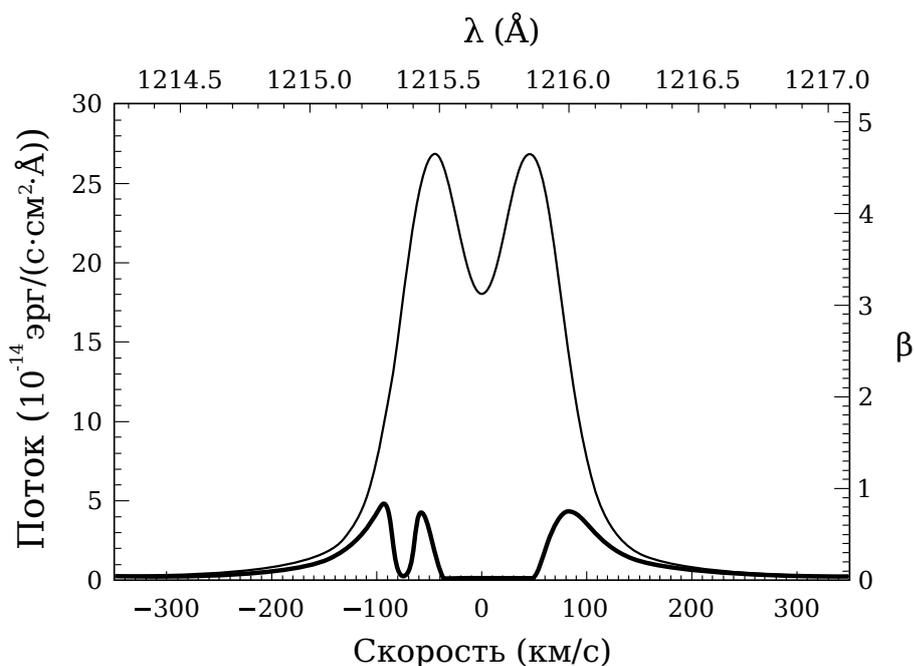


Рис. 4.3. Профиль линии Лайман-альфа из работы [16] для звезды HD 209458. Толстая черная линия показывает профиль линии Лайман-альфа так, как он наблюдается на Земле. Тонкая черная линия показывает профиль линии, скорректированный на абсорбцию межзвездной среды. Соответствующие значения отношения  $\beta = f_{\text{rad}}/f_{\text{grav}}$ , показанные на правой вертикальной оси, вычисляются для одиночного неионизованного атома водорода, используя уравнение (4.18).

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

$$\phi(\nu) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \cdot \exp(-m(u(\nu) - u_{\text{bulk}})^2/2kT), \quad (4.21)$$

поэтому для коэффициента поглощения можно написать:

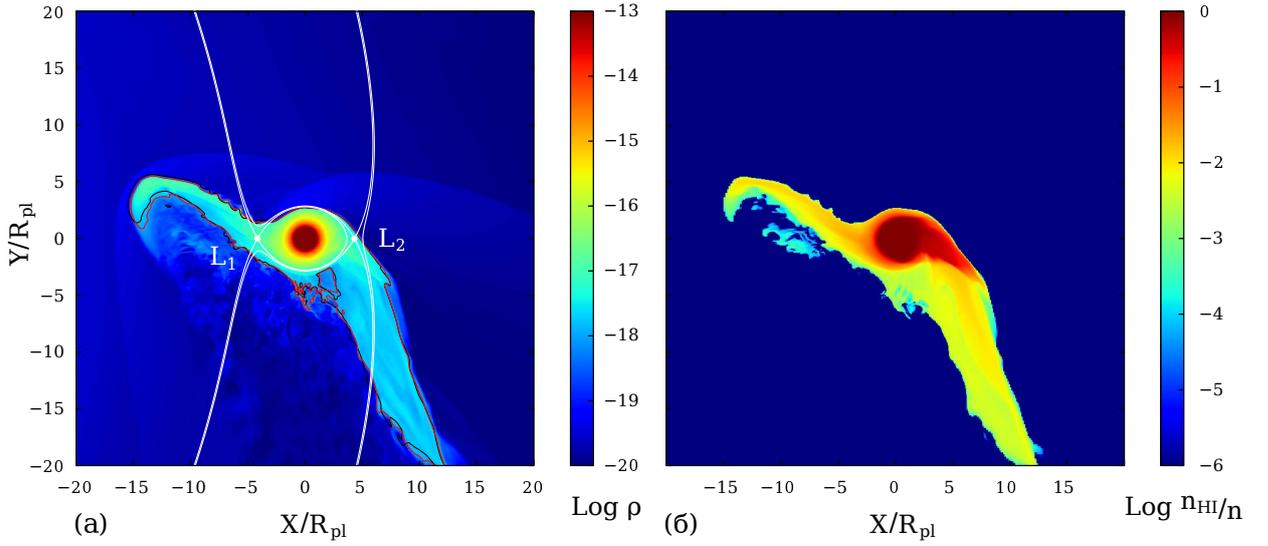


Рис. 4.4. Логарифм плотности (а) и доли неионизованного водорода (б) в системе HD 209458b, смоделированной с учетом давления излучения в линии Лайман-альфа на тот же момент времени, что и модель на рисунке 4.1. Красная сплошная кривая представляет собой изоконтур плотности ( $\rho = 10^{-18}$  г/см<sup>3</sup>). Она приблизительно очерчивает контактный разрыв оболочки планеты. Черная сплошная кривая показывает аналогичный контур для случая без давления излучения, для сравнения результатов. По сравнению со случаем без радиативного давления струя из точки  $L_1$  немного короче, на  $\sim 0.4 R_{pl}$ . Сплошные белые кривые обозначают эквипотенциали Роша, проходящие через точки Лагранжа  $L_1$  и  $L_2$ .

$$\alpha(\nu) = \frac{\pi e^2}{m_e c} \cdot f_{osc} \cdot n_{HI} \cdot \sqrt{\frac{m}{(2\pi kT)}} \cdot \exp(-m(u(\nu) - u_{bulk})^2/2kT). \quad (4.22)$$

## 4.2. Результаты и обсуждение

На рисунке 4.4 показаны распределения плотности (а) и доли нейтрального водорода (б) для модели квазизамкнутой оболочки, смоделированные с учетом давлением излучения. Единственное существенное отличие от случая без давления излучения, показанного на Рис. 4.1, состоит в том, что поток газа из точки  $L_1$  несколько короче (на  $\sim 0.4 R_{pl}$ ), чем в случае без давления излучения.

Чтобы лучше понять влияние радиативного давления в исследуемой

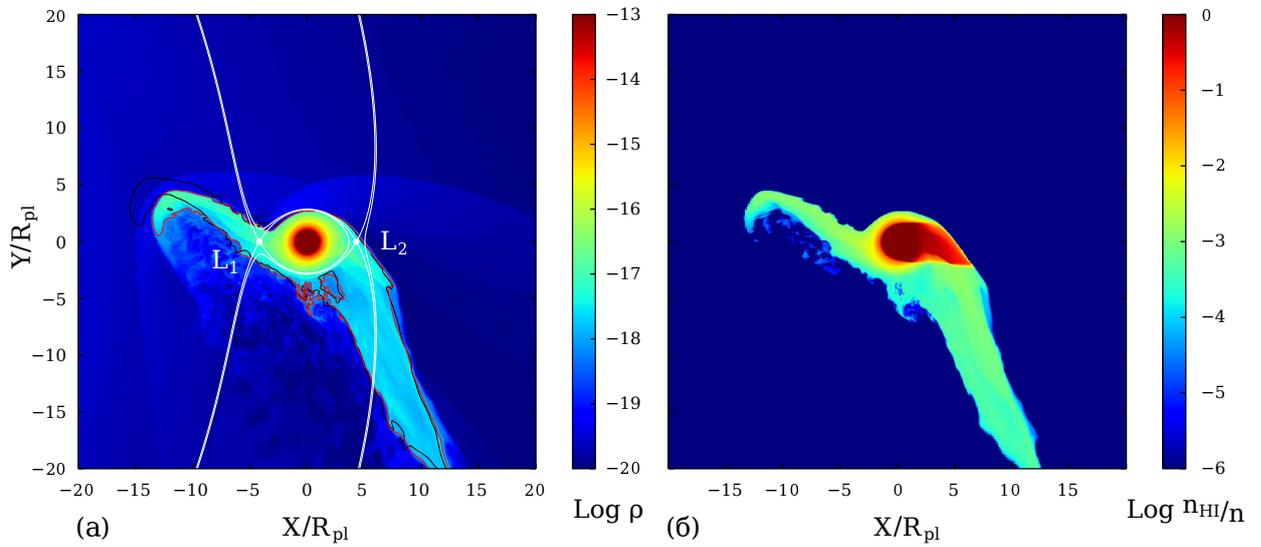


Рис. 4.5. То же, что и на Рис. 4.4 для увеличенных в 10 раз интенсивностей линии Лайман-альфа и ионизирующего излучения.

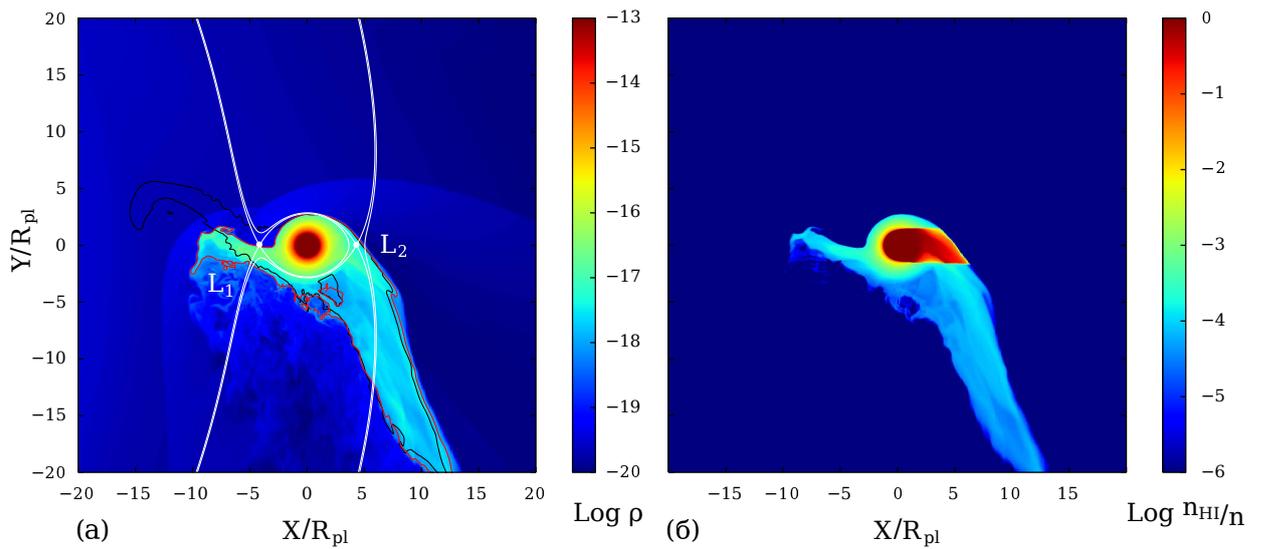


Рис. 4.6. То же, что и на Рис. 4.4 для увеличенных в 100 раз интенсивностей линии Лайман-альфа и ионизирующего излучения.

системе, были проведены дополнительные расчеты с увеличенными интенсивностями линии Лайман-альфа и ионизирующего излучения в 10 и 100 раз. На рисунке 4.5 показано решение, когда интенсивности увеличены в 10 раз. По сравнению с Рис. 4.4 видно, что давление излучения начинает подавлять отток из точки  $L_1$ , и струя становится короче на  $\sim 2 R_{pl}$ , чем в случае без давления излучения, но глобальная структура течения в системе качественно не изменилась. Поскольку мы увеличили не только интенсивность линии Лайман-альфа, но и интенсивность ионизирующего 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. 4.6) давление излучения полностью подавляет отток из точки  $L_1$ , что потенциально меняет наблюдательные характеристики этой системы. В этом случае радиативное давление оказывает значительное влияние на решение, хотя доля нейтрального водорода составляет всего  $10^{-4}$  в струе из  $L_1$ .

На правых панелях на Рис. 4.4, 4.5 и 4.6 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. подпараграф 4.1.2) по сравнению с фотоионизацией. Резкая граница теневой зоны за планетой на Рис. 4.5 и 4.6 обусловлена тем, что с увеличением интенсивности ионизирующего 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 влияние на структуру течения, вычислим отношение радиативной и гравитационной сил,  $\beta = f_{rad}/f_{grav}$ , предполагая фиксированную постоянную степень ионизации. Этот расчет позволит нам наглядно показать, что линия Ly- $\alpha$  полностью поглощается в оболочке, и что основной результат данной главы не зависит от точности вычисления степени

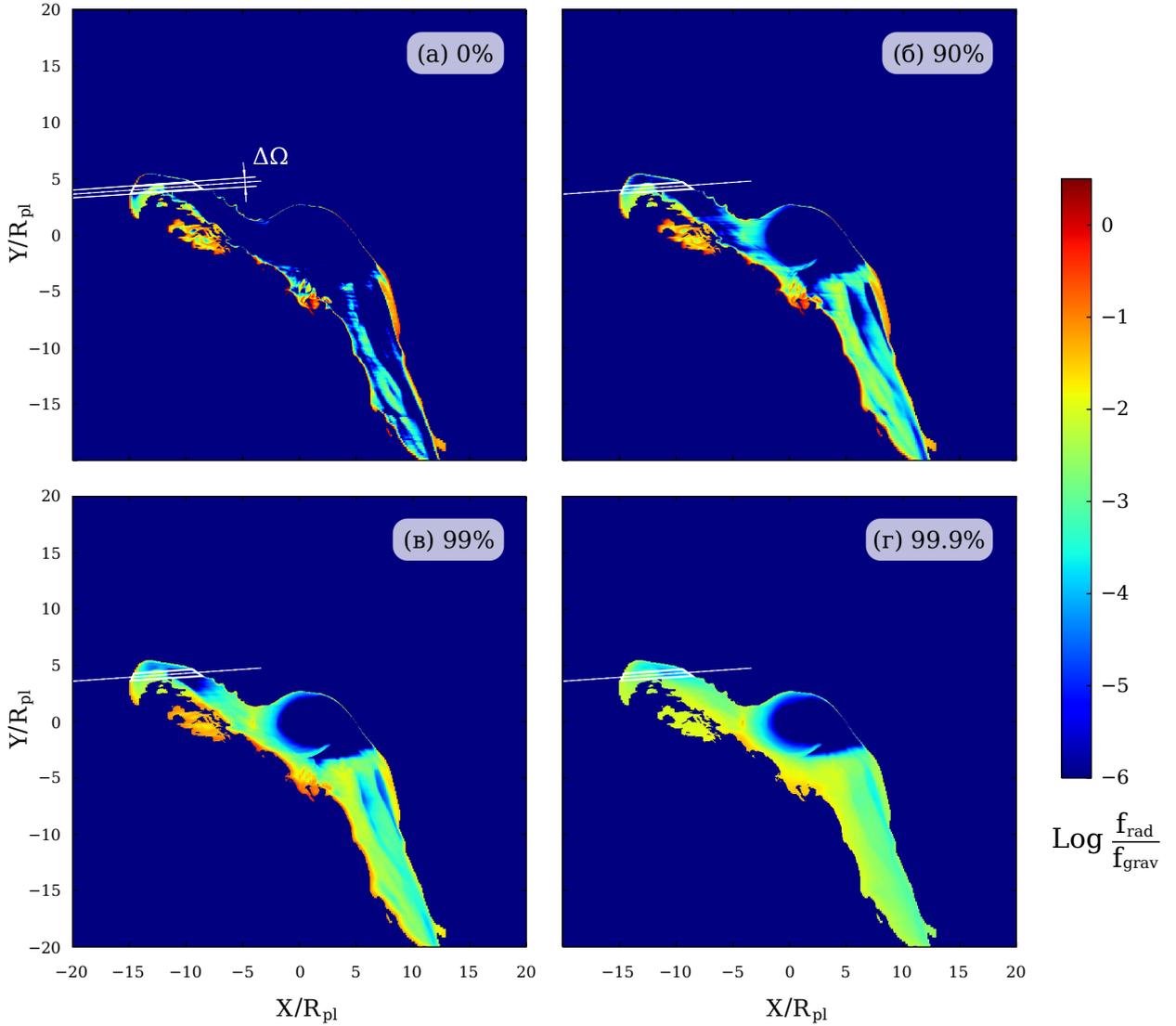


Рис. 4.7. Отношение силы радиативного давления и силы тяжести,  $\beta = f_{\text{rad}}/f_{\text{grav}}$ , рассчитанное исходя из того, что степень ионизации водорода постоянна и равна: а) 0%, б) 90%, в) 99% и г) 99,9% ( $\log(n_{\text{HI}}/n) = 0, -1, -2$  и  $-3$ , соответственно). Элемент вещества в струе из точки Лагранжа  $L_1$  вдоль линии, идущей от центра звезды (пунктирная белая линия), показан белой трапецией, и используется в дальнейшем для получения обобщенной оценки влияния давления излучения на оболочку.

ионизации в решении. Рисунок 4.7 показывает  $\log(\beta)$  на четырех панелях, соответствующих разным степеням ионизации: 0%, 90%, 99% и 99.9% ( $\log(n_{\text{HI}}/n) = 0, -1, -2$  и  $-3$ , соответственно). Предполагается, что звездный ветер полностью ионизирован. Для данного рисунка мы определяем гравитационную силу как  $f_{\text{grav}} = -\text{grad } \Phi$ .

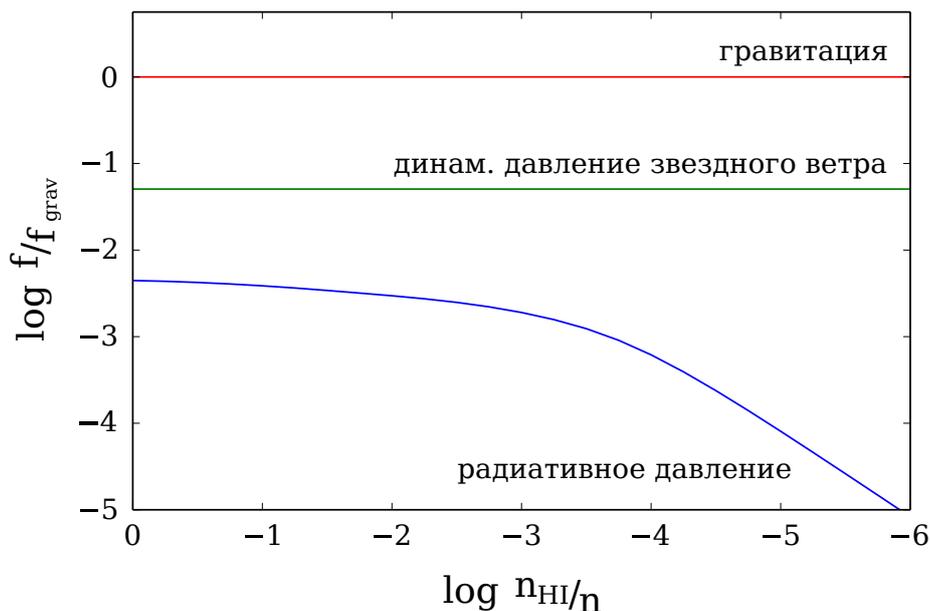


Рис. 4.8. Зависимость относительной силы радиативного давления, действующей на элемент вещества, показанный на Рис. 4.7 белой трапецией, от доли нейтрального водорода. Также показаны силы гравитации и динамического давления звездного ветра, действующие на этот элемент вещества.

В случае с нулевой ионизацией, показанном на верхней левой панели на Рис. 4.7, 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. 4.3, показывающим, что для одного нейтрального атома это 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 учету при моделировании доплеровского сдвига, поглощать энергию из крыльев линии, когда вся энергия в центре линии уже поглощена. Но в целом значение  $\beta$  имеет порядок единицы только в очень тонком «подзвездном» слое оболочки. Следовательно, радиативная сила не может изменить общее решение.

В случаях с ненулевой степенью ионизации ( $\log(n_{\text{HI}}/n) = -1, -2$ , и

–3) излучение в линии Лаймана-альфа может проникать глубже и влиять на «внутренние» слои оболочки. На рисунке 4.8 показаны относительные сила радиативного давления и сила динамического давления ветра, действующие на элемент вещества, который заключен в телесном угле  $\Delta\Omega$  с началом в центре звезды, и показанный белым трапециодом на рисунке 4.7. Когда доля нейтрального водорода находится в диапазоне  $-4 < \log(n_{\text{HI}}/n) < 0$ , полная сила излучения, действующая на этот элемент, почти постоянна. Это «плато» иллюстрирует, что почти вся энергия в линии поглощается, т.е. оболочка полностью непрозрачна в линии Лайман- $\alpha$ . Только когда доля нейтрального водорода становится меньше чем  $\log(n_{\text{HI}}/n) \sim 10^{-5}$ , 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 звездного ветра; первая сильнее чем сила радиативного давления на  $\sim 2$  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.

Считая, что все излучение в линии Лайман-альфа полностью поглощается, можно привести простую оценку силы давления излучения. Полный поток линии Лайман- $\alpha$  HD 209348 на поверхности звезды:

$$\begin{aligned} F_{\text{Ly}-\alpha} &= \int_{-3/2 \cdot \Delta\lambda}^{+3/2 \cdot \Delta\lambda} F_{\text{star}}(\lambda_{\text{Ly}-\alpha} + \lambda) d\lambda = \\ &= 6 \cdot 10^5 \text{ (эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}\text{)}, \end{aligned} \quad (4.23)$$

где  $\Delta\lambda$  — полуширина профиля линии Лайман-альфа. Тогда сила радиативного давления, действующая на элемент вещества (см. Рис. 4.7), расположенный на расстоянии  $\sim a_{\text{pl}}$  и заключенный в телесном угле  $\Delta\Omega$  (относительно центра звезды), представляет собой:

$$f_{\text{rad}} = F_{\text{Ly}-\alpha} \cdot (\Delta\Omega R_{\text{star}}^2)/c. \quad (4.24)$$

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

$$f_{\text{grav}} \sim G \cdot \frac{M_{\text{star}} \cdot m_{\text{elem}}}{a_{\text{pl}}^2} = GM_{\text{star}} \cdot \frac{\rho_{\text{clmn}} \cdot \Delta\Omega a_{\text{pl}}^2}{a_{\text{pl}}^2}, \quad (4.25)$$

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 удаленной (от звезды) точками оболочки на луче зрения,  $\rho_{\text{atm}}$  — плотность газа атмосферы. Тогда соотношение этих сил:

$$\begin{aligned} \beta = f_{\text{rad}}/f_{\text{grav}} &\sim \frac{1}{c} \cdot \frac{F_{\text{Ly}-\alpha} R_{\text{star}}^2}{GM_{\text{star}}} \cdot \rho_{\text{clmn}}^{-1} \sim \\ &\sim 9 \cdot 10^{-10} \cdot \rho_{\text{clmn}}^{-1}, \end{aligned} \quad (4.26)$$

где колонковая плотность  $\rho_{\text{clmn}}$  оценивается в г/см<sup>2</sup>. В струях из точек L<sub>1</sub> и L<sub>2</sub> (Рис. 4.9) колонковая плотность составляет порядка  $\sim 10^{-8}$ – $10^{-7}$  г/см<sup>2</sup>, поэтому  $\beta$  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.

Есть несколько моментов, которые следует иметь в виду, делая выводы из представленного моделирования:

1. При моделировании не учитываются эффекты переизлучения и, таким образом, для областей оболочки, которые являются оптически толстыми в линии Лайман-альфа, давление излучения может было недооценено, но не более чем в 2 раза (параграф 4.1).

2. Поглощение излучения родительской звезды другими химическими элементами не рассматривалось.

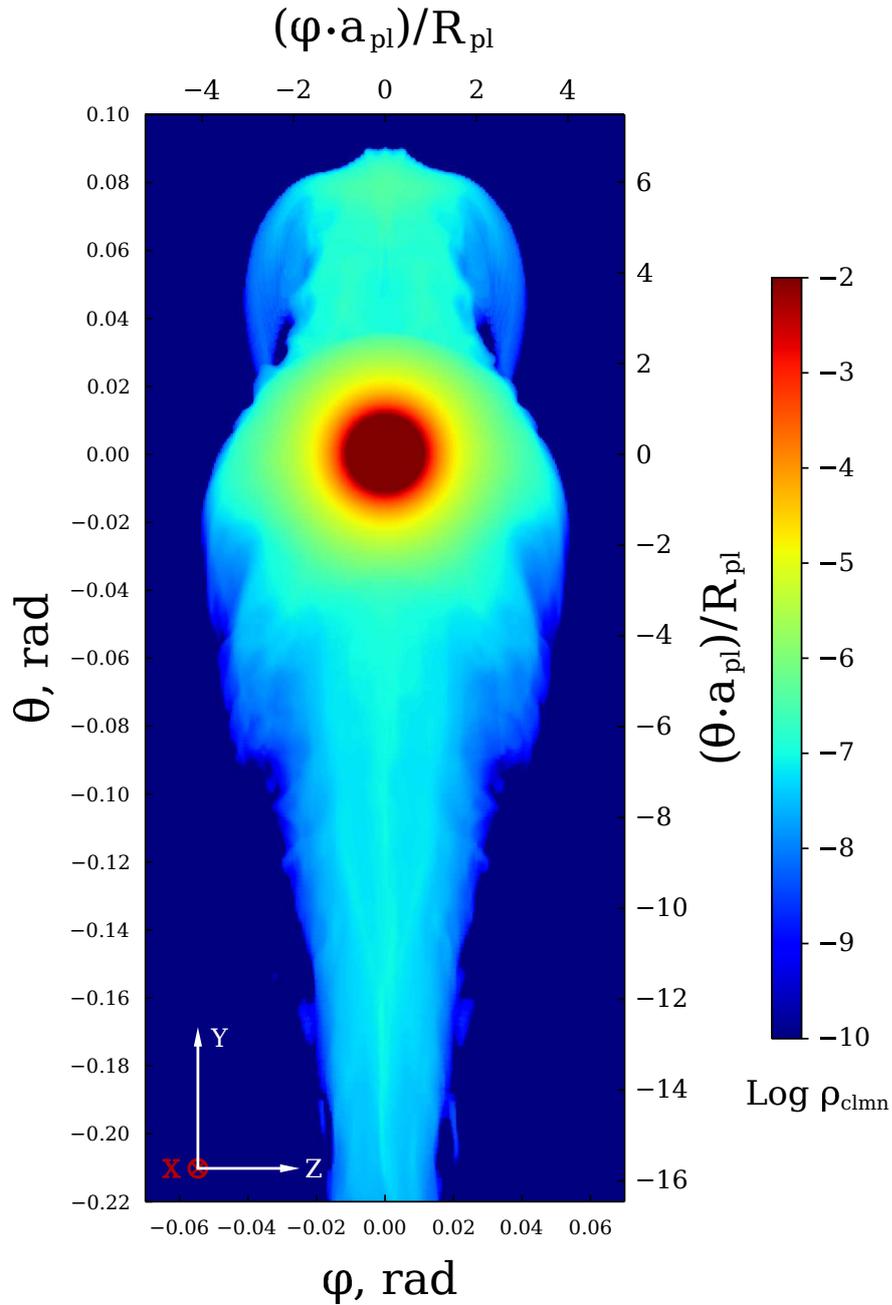


Рис. 4.9. Колонковая плотность оболочки,  $\rho_{clmn}$ , как она видна из центра звезды. Ось абсцисс ( $\varphi$ -угол, эта ось поперечна плоскости орбиты) и ось ординат ( $\theta$ -угол, отсчитывается вдоль орбиты) соответствуют вычислительным осям  $Z$  и  $Y$ , соответственно (см. Главу 1).

3. Для каждой конкретной экзопланеты необходимо оценить основные источники поглощения для их конкретного диапазона физических параметров атмосферы. Так, например, если оболочка не является оптически тонкой в линии Бальмер-альфа  $H_\alpha$ , то эффекты радиативного давления будут определяться более интенсивной линией  $H_\alpha$ , а не  $Ly-\alpha$ .

4. Важно понимать, что для звезд солнечного типа ультрафиолетовые линии излучения чувствительны к их магнитной активности: интенсивность линии Лайман-альфа уменьшается в течение жизни звезды в соответствии с выражением:  $F_{Ly-\alpha} \sim t^{-0.72}$  [90], так что для молодого Солнца с возрастом  $\approx 200$  млн. лет интенсивность линии Лайман-альфа была на порядок сильнее, чем для Солнца на текущий момент. Как видно из простой оценки (4.26), этот факт имеет большое значение для атмосфер горячих юпитеров на ранних стадиях эволюции их родительских звезд.

5. Следует также отметить, что для Солнца интенсивность Лайман-альфа линии меняется в  $\sim 1.5$  раза в течение 11-летнего цикла его активности (см., например, [91, 92]).

### 4.3. Влияние других источников поглощения

Рассмотрим подробно влияние томсоновского рассеяния на электронах и поглощение на отрицательных ионах водорода на давление излучения для исследуемой задачи.

#### 4.3.1. Рассеяние Томсона на электронах

Площадь сечения рассеяния на электронах, независимая от длины волны, составляет  $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ . Чтобы вычислить, какое количество энергии рассеивается в объеме элемента исследуемой оболочки с единичным сечением, показанного на рисунке 4.7, необходимо оценить колонковую концентрацию электронов в этом объеме:

$$n_{e-\text{clmn}} \lesssim n_{\text{clmn}} = \rho_{\text{clmn}}/m_H \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}. \quad (4.27)$$

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

$$\Delta E/E = \sigma_T n_e \approx 10^{-10}. \quad (4.28)$$

Суммарная энергия, излучаемая единичным элементом поверхности звезды HD 209458 ( $T_{\text{star}} \approx 6092$  К [93]) за единицу времени, составляет  $F_{\text{star}} = \sigma T^4 = 8 \cdot 10^{10}$  эрг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. Используя данное значение, сравним силу радиативного давления на электроны с силой давления в линии Лайман-альфа:

$$f_e/f_{\text{Ly}-\alpha} = \frac{F_{\text{star}} \cdot (\Delta E/E)}{F_{\text{Ly}-\alpha}} \approx 10^{-5}. \quad (4.29)$$

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 ( $\sim 3$ ) превышать количество атомов водорода (см. формулу 4.27). Но, как мы видим, это не меняет полученный результат.

#### 4.3.2. Поглощение на отрицательных ионах водорода

Для того, чтобы оценить, какое количество энергии поглощается на отрицательных ионах водорода, необходимо вычислить его концентрацию в оболочке горячего юпитера. В случае ЛТР его концентрация определялась бы уравнением Саха:

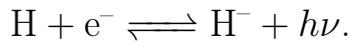
$$n_e \frac{n_{\text{HI}}}{n_{\text{H}^-}} = \frac{g_{\text{HI}}}{g_{\text{H}^-}} \cdot \frac{2(2\pi m_e kT)^{1.5}}{h^3} \cdot \exp\left(-\frac{\chi_{\text{H}^-}}{kT}\right) \quad (4.30)$$

Далее мы приводим расчет концентрации отрицательного иона водорода для вещества с характерными значениями из нашего диапазона параметров:  $n = 3 \times 10^7$  см<sup>-3</sup>,  $T = 7.5 \times 10^3$  К, и ионизация  $n_{\text{HI}}/n = 99\%$ .

При таких параметрах концентрация неионизованного водорода составляет  $n_{\text{H}} = 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ , а концентрация электронов, предполагая чистую водородную плазму,  $n_e \approx 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ . Статистические веса для этих состояний:  $g_{\text{H}} = 2$  и  $g_{\text{H}^-} = 1$ , энергия связи отрицательного иона водорода:  $\chi_{\text{H}^-} = 0.75 \text{ эВ}$  (см., например, [89]). При этих параметрах в ЛТР случае концентрация отрицательного иона водорода составляла бы:

$$n_{\text{H}^-} = 4.5 \times 10^{-9} \text{ см}^{-3}. \quad (4.31)$$

Однако в рассматриваемом случае, по аналогии с ионизацией водорода, концентрация отрицательного водорода не находится в статическом равновесии, и для его расчета 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 это 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 ее покинуть. В статическом равновесии он должен быть поглощен, вызвав диссоциацию другого отрицательного иона водорода, в результате чего общее состояние вещества не изменится, но поскольку оболочка прозрачна, поле излучения 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 [94], следующий вид:

$$\mathcal{R} = \alpha(T) \cdot n_{\text{HI}} n_e, \quad \alpha = 1.43 \times 10^{-18} \cdot T(\text{K}) \text{ (cm}^3 \text{ c}^{-1}). \quad (4.32)$$

В свою очередь скорость фотодиссоциации отрицательного водорода может быть вычислена как:

$$\mathcal{I} = \int \frac{F_{\text{star}}(\lambda)}{h\nu} \sigma_{\text{bf}}(\lambda) d\lambda \cdot (R_{\text{star}}/a_{\text{pl}})^2 \cdot n_{\text{H}^-}. \quad (4.33)$$

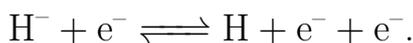
Поток излучения звезды HD 209458,  $F_{\text{star}}(\lambda)$ , может быть описана излучением черного тела с температурой  $T_{\text{star}}$ , а значения сечения диссоциации отрицательного иона водорода,  $\sigma_{\text{bf}}(\lambda)$ , взяты из работы [95]. Тогда:

$$\begin{aligned} i_{\text{phot}} &= \int \frac{B(\lambda, T_{\text{star}})}{h\nu} \sigma_{\text{bf}}(\lambda) d\lambda \cdot (R_{\text{star}}/a_{\text{pl}})^2 \\ &\approx \frac{F_{\text{star}}}{h\nu_{4760\text{\AA}}} \sigma_{\text{bf,max}} \cdot (R_{\text{star}}/a_{\text{pl}})^2 = 8 \times 10^4 \text{ (c}^{-1}), \end{aligned} \quad (4.34)$$

где оценка берется для точки  $\lambda = 4760\text{\AA}$ , соответствующей максимуму излучения для данной температуры черного тела. Точное значение данной величины составляет  $i_{\text{phot}} = 10^4 \text{ (c}^{-1})$ . Если концентрация отрицательного водорода определяется балансом рассматриваемой первой пары реакций, фотодиссоциации и рекомбинации, то она будет составлять:

$$n_{\text{H}^-} = \mathcal{R}/i_{\text{phot}} = 10^{-5} \text{ (cm}^{-3}), \quad (4.35)$$

и, как мы видим, она на несколько порядков превосходит равновесное значение. Стоит еще раз подчеркнуть, что оба выражения, как для равновесного значения (4.30), так и для баланса фотодиссоциации и рекомбинации (4.35), пропорциональны концентрации электронов, и поэтому этот результат не зависит от учета металлов. Перейдем 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:

$$C = c(T) \cdot n_{\text{H}^-} \cdot n_e, \quad c(T) = \int f(E) \sigma(E) v_e dE. \quad (4.36)$$

Из работы [96] поперечное сечение этого неупругого столкновения составляет:

$$\sigma(T) = 4\pi a_0^2 (R/T) [7.484 \cdot \ln(T/R) + 25.3], \quad (4.37)$$

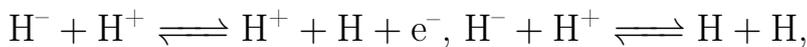
где  $R$  - постоянная Ридбера. тогда:

$$c(T) \approx \sigma(T_{\text{gas}}) \cdot \sqrt{\frac{kT_{\text{gas}}}{m_e}} = 2 \times 10^{-7} (\text{см}^3 \text{ с}^{-1}), \quad (4.38)$$

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

$$C/\mathcal{I} = \frac{c(T) \cdot n_e}{i_{\text{phot}}} \approx 10^{-3}. \quad (4.39)$$

Скорость обратной реакции будет еще меньше, так как она должна находится с реакцией диссоциации электронным ударом в балансе при равновесной концентрации (4.30), которая намного меньше установившейся в данной системе (4.35) (см., например, [82]). 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 [97], 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, то есть  $n_{\text{H}^-} = 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ . 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 нем в объеме с единичным сечением, отмеченном на рисунке 4.7:

$$\Delta E = \int B(\lambda, T_{\text{star}}) (\sigma_{\text{bf}}(\lambda) + \sigma_{\text{ff}}(\lambda)) d\lambda \cdot (R_{\text{star}}/a_{\text{pl}})^2 \cdot n_{\text{H}^-, \text{clmn}}. \quad (4.40)$$

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  $\lambda > 15000 \text{ \AA}$  [98], мы можем опустить его в наших оценках, поскольку HD 209458 является солнечноподобной звездой. Тогда:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{phot}} &= \int B(\lambda, T_{\text{star}}) \sigma_{\text{bf}}(\lambda) d\lambda \cdot (R_{\text{star}}/a_{\text{pl}})^2 \\ &\approx F_{\text{star}} \cdot \sigma_{\text{bf, max}} \cdot (R_{\text{star}}/a_{\text{pl}})^2 = 3 \times 10^{-8} \text{ (эрг} \cdot \text{с}^{-1}). \end{aligned} \quad (4.41)$$

Тогда относительное количество энергии, поглощенной в указанном объеме, будет составлять:

$$\Delta E/E = \frac{\varepsilon_{\text{phot}} \cdot (n_{\text{H}^-}/n) \cdot n_{\text{clmn}}}{F_{\text{star}} \cdot (R_{\text{star}}/a_{\text{pl}})^2} = 9 \times 10^{-16}, \quad (4.42)$$

а отношение сил радиативного давления, вызванных поглощением на отри-

цательном ионе водорода (что вызовет его диссоциацию) и поглощением (и последующем немедленным переизлучением) на нейтральных атомах водорода в линии Лайман-альфа составляет:

$$f_{\text{H}^-} / f_{\text{Ly}-\alpha} = \frac{F_{\text{star}} \cdot (\Delta E / E)}{F_{\text{Ly}-\alpha}} \approx 10^{-10}. \quad (4.43)$$

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

#### 4.4. Выводы к Главе 4

В данной главе приведены результаты исследования влияния радиативного давления родительской звезды на оболочку горячего юпитера HD 209458b, вращающегося вокруг звезды солнечного типа. Ранее предполагалось, что данный эффект может значительно влиять на динамику газовых оболочек горячих юпитеров.

Для изучения влияния данного эффекта в уравнения переноса импульса трехмерной газодинамической модели оболочки горячего юпитера был добавлен член силы радиативного давления. Оно рассчитывалось для линии Лайман-альфа с учетом доплеровского сдвига и поглощения при распространении в оболочке. Результаты моделирования показали, что радиативное давление не оказывает существенного влияния на структуру и динамику оболочки HD 209458b, и что эффекты радиативного давления могут быть значительными только в том случае, когда интенсивность линии Лайман-альфа будет больше на два порядка, чем в системе HD 209458.

Простые оценки показывают, что в данной системе радиативное давление родительской звезды могло влиять на планетарную атмосферу только на ранних стадиях эволюции звезды.

В данной главе было рассмотрено влияние радиативного давления на примере горячего юпитера HD 209458b, но, возможно, для других планет, таких как теплые нептунуны [99] и других горячих юпитеров, вращающихся вокруг звезд с более интенсивным излучением в линии Лайман-альфа или с менее интенсивным оттоком вещества, влияние давления излучения может быть значительным. Этот эффект также может иметь важное значение для динамики и эволюции планетных атмосфер на ранних стадиях эволюции их родительских звезд, когда интенсивность ультрафиолетового излучения велика.

#### **4.5. Положения, выносимые на защиту**

По результатам четвертой главы на защиту выносятся следующие положения:

- Разработана численная модель для учета давления излучения в линии Лайман-альфа в оболочках горячих юпитеров. При расчете давления излучения учитывается доплеровский сдвиг в линии, поглощение излучения при его распространении в атмосфере планеты и расчет неравновесной ионизации на основе уравнения баланса с учетом фотоионизации. Разработанная модель может быть использована для моделирования атмосфер горячих юпитеров и других близких к родительской звезде экзопланет (напр. теплых нептунунов и суперземель).
- По результатам трехмерных газодинамических расчетов с учетом переноса излучения показано, что радиативное давление излучения родительской звезды не оказывает существенного влияния на струк-

туру и динамику оболочки типичного горячего юпитера HD 209458b, обращающегося вокруг звезды солнечного типа. Установлено, что эффекты радиативного давления могут значительно изменить газодинамику оболочки исследуемой экзопланеты только в том случае, если интенсивность линии Лайман-альфа будет выше на два порядка, чем наблюдаемая в исследуемой системе, что, в принципе, возможно для системы с молодой звездой.

## Заключение

В диссертационной работе проведено комплексное исследование ряда физических процессов, влияющих на газодинамику горячих юпитеров. На основе полученных результатов сформулированы следующие положения, выносимые на защиту:

1. По результатам трехмерных газодинамических расчетов оболочек горячих юпитеров впервые определены темпы потери массы атмосферами данных планет. Установлено, что для замкнутой атмосферы темп потери массы для типичного горячего юпитера с параметрами HD 209458b составляет  $\dot{M} \leq 1 \cdot 10^9$  г/с, для квазизамкнутой атмосферы  $\dot{M} \simeq 3 \cdot 10^9$  г/с, для открытой атмосферы  $\dot{M} \simeq 3 \cdot 10^{10}$  г/с. При этом в замкнутой и квазизамкнутой атмосферах основной отток вещества происходит через точку Лагранжа  $L_2$ , а для открытой оболочки преимущественно через  $L_1$ . Показано, что квазизамкнутая оболочка, несмотря на размеры, превышающие полость Роша, является квазистационарным и долгоживущим объектом.
2. Разработана модель расчета воздействия корональных выбросов массы (КВМ) на газовую динамику оболочек горячих юпитеров. По результатам моделирования, на примере экзопланеты HD 209458b, показано, что типичный КВМ солнечного типа срывает и уносит большую часть оболочки, находящуюся вне полости Роша, при этом характерная величина теряемой массы составляет  $\Delta M \sim 10^{15}$  г. Учитывая частоту столкновений с КВМ от солнечноподобной звезды, масса горячего юпитера, теряемая за год вследствие воздействий КВМ, имеет тот же порядок величины, что и масса, потерянная планетой в отсут-

ствие КВМ при стационарном темпе потери массы. С учетом того, что вспышечная активность молодых звезд выше, эффекты КВМ и космической погоды имеют большее значение и должны учитываться при расчетах эволюции близких планет.

3. Разработана численная модель для учета давления излучения в линии Лайман-альфа в оболочках горячих юпитеров. При расчете давления излучения учитывается доплеровский сдвиг в линии, поглощение излучения при его распространении в атмосфере планеты и расчет неравновесной ионизации на основе уравнения баланса с учетом фотоионизации. Разработанная модель может быть использована для моделирования атмосфер горячих юпитеров и других близких к родительской звезде экзопланет (напр. теплых нептун и суперземель).
4. По результатам трехмерных газодинамических расчетов с учетом переноса излучения показано, что радиативное давление излучения родительской звезды не оказывает существенного влияния на структуру и динамику оболочки типичного горячего юпитера HD 209458b, обращающегося вокруг звезды солнечного типа. Установлено, что эффекты радиативного давления могут значительно изменить газодинамику оболочки исследуемой экзопланеты только в том случае, если интенсивность линии Лайман-альфа будет выше на два порядка, чем наблюдаемая в исследуемой системе, что, в принципе, возможно для системы с молодой звездой.

### **Перспективы дальнейшей разработки темы исследования**

Одним из итогов работы является разработка вычислительного комплекса, позволяющего моделировать атмосферы горячих юпитеров, пригодного для исследования эволюции оболочек не только горячих юпитеров,

но и других близких планет. Так, одна из задач, которые можно решить на основе полученного кода состоит в исследовании динамики водородных оболочек горячих нептонов [99]. Одна из экзопланет данного типа, GJ 436b [100,101], аналогично горячим юпитерам, показывает увеличенное поглощение в линии Лайман-альфа, а также имеет «хвост» из водорода.

В рамках разработанного кода также возможно исследовать другой механизм, который может значительно влиять на динамику и эволюцию газовых оболочек горячих юпитеров: вспышки родительских звезд, т. е. кратковременные увеличения их интенсивности в УФ диапазоне [102]. Данный эффект приводит к взаимному действию нескольких процессов, определяющих динамику оболочки: увеличение температуры оболочки, степени ионизации вещества оболочки, и, в зависимости от параметров модели, давления излучения. Это, предположительно, будет приводить к значительному раздуванию оболочки, которая будет сноситься, после окончания вспышки, как динамическим давлением звездного ветра, так и, возможно, давлением излучения звезды. Это исследование станет очередной «ступенькой» к пониманию важнейшего вопроса о формировании и устойчивости водородных атмосфер горячих юпитеров.

Набор физических механизмов и процессов, реализованных в данной модели, позволяют проводить исследования близких планет с молодыми родительскими звездами [103,104]. Действительно, у молодых звезд интенсивность в УФ диапазоне значительно выше [105], что должно приводить, с одной стороны, к более сильному оттоку вещества, а с другой — к более сильному влиянию давления излучения (см. Главу 4). Магнитная активность молодых звезд также выше, что приводит к большому количеству КВМ (см. Главу 3). Эта актуальная на настоящий момент проблема, которая позволит понять процесс потери первичных водородных атмосфер экзопланетами, что позволит заглянуть в прошлое планет Солнечной Системы.

Одна из дальнейших проблем представляет собой исследование динамики оболочки горячего юпитера на орбите со значительным эксцентриситетом. Так, одна из наиболее популярных теорий миграции горячих юпитеров предполагает, что при их миграции они некоторое время находятся на орбитах с большим эксцентриситетом [106]. Необходимо промоделировать систему горячий юпитер–звезда, с гравитационным потенциалом, зависящим от времени, и периодическим изменением интенсивности ультрафиолетового излучения, приводящим к периодическому нагреву и «раздуванию» оболочки, и, возможно, значительному увеличению темпа потери массы такой системы.

Выше приведены только основные задачи, которые могут быть решены на основе вычислительного комплекса, разработанного в рамках представленной диссертационной работы. На самом деле круг задач, требующих решения в рамках моделирования первичных атмосфер близких экзопланет, значительно шире, и результаты, полученные в данной работе, послужат основой для дальнейшего исследования рассмотренной темы.

### **Апробация работы**

- 56-ая научная конференция МФТИ, ИКИ РАН, Москва, Россия, 25–30 ноября 2013.
- Семинар «ИССЛЕДОВАНИЯ ЭКЗОПЛАНЕТ», ИКИ РАН, Москва, Россия, 3–4 июня 2014.
- Конкурс молодых ученых ИНАСАН, Москва, Россия, 28 октября 2014.
- 57-ая научная конференция МФТИ, ИКИ РАН, Москва, Россия, 24–29 ноября 2014.
- Конкурс молодых ученых ИНАСАН, Москва, Россия, 6 ноября 2015.

- 45-я студенческая научная конференция «Физика Космоса», Коуровка, Россия, 1–5 февраля 2016.
- Международная конференция «The Astrophysics of Planetary Habitability», Вена, Австрия, 8–12 февраля 2016.
- Конференция молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования», ИКИ РАН, Москва, Россия, 13–15 апреля 2016.
- Международная школа для молодых ученых «6th school LesHouches — SESAM in numerical physics», Лез Уш, Франция, 16–27 мая 2016.
- Международная школа для молодых ученых «Экзопланеты в двойных звездных системах», ИНАСАН, Москва, Россия, 30 мая – 1 июня 2016.
- Международная конференция «Accretion Processes in Cosmic Sources», Санкт-Петербург, Россия, 5–10 сентября 2016.
- Конкурс молодых ученых ИНАСАН, Москва, Россия, 31 октября 2016.
- 59-ая научная конференция МФТИ, МФТИ, Долгопрудный, Россия, 21–26 ноября 2016.
- 46-я студенческая научная конференция «Физика Космоса», Коуровка, Россия, 30 января – 3 февраля 2017.
- Астрофизический семинар ИНАСАН, Москва, Россия, 30 марта 2017.
- Всероссийская астрономическая конференция «Астрономия: Познание без границ» (ВАК-2017), Ялта, Россия, 17–22 сентября 2017.
- Международная школа для молодых ученых «Экзопланеты в двойных звездных системах», ИНАСАН, Москва, Россия, 15–17 октября 2017.

- Астрофизический семинар ИНАСАН, Москва, Россия, 8 февраля 2018.

## **Публикации по теме диссертации**

### **Статьи в журналах, рекомендованных ВАК**

- [A1] Черенков А. А., Бисикало Д. В., Кайгородов П. В. Темпы потери массы экзопланетами типа «горячий юпитер» с газовыми оболочками различных видов // *Астрономический журнал*. — 2014. — Т. 91. — С. 775–784.
- [A2] Бисикало Д. В., Черенков А. А. О влиянии корональных выбросов массы на газодинамику атмосферы экзопланеты типа «горячий юпитер» // *Астрономический журнал*. — 2016. — Т. 93. — С. 139–148.
- [A3] Cherenkov A. A., Kaigorodov P. V., Bisikalo D. V. Gas dynamic modeling of the CME propagation through the envelope of a hot Jupiter-type exoplanet // *Journal of Physics: Conference Series / Astronom-2015 Proceedings*. — 2016. — Vol. 719. — P. 012010.
- [A4] Cherenkov A. A., Bisikalo D. V., Fossati L., Möstl C. Influence of Coronal Mass Ejections on the Mass-Loss Rates of hot-Jupiters // *The Astrophysical Journal*. — 2017. — Vol. 846. — P. 31.
- [A5] Cherenkov A. A., Bisikalo D. V., Kosovichev A. G. Influence of stellar radiation pressure on the flow structure in envelope of hot-Jupiter HD 209458b // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2018. — Vol. 475. — P. 605–613.

### **Другие публикации автора по теме диссертации**

- [B1] Bisikalo D. V., Cherenkov A. A., Kaigorodov P. V. The estimate of hot Jupiter mass loss rate in the interaction with CME from a solar type

star // Solar and Stellar Flares and Their Effects on Planets / Ed. by A. G. Kosovichev, S. L. Hawley & P. Heinzel: Proceedings IAU Symposium. — 2016. — Vol. 320. — P. 224–229.

[B2] Черенков А. А., Бисикало Д. В. О влиянии корональных выбросов массы на газодинамику атмосферы экзопланеты типа «горячий юпитер» // Сборник трудов 45-й студенческой научной конференции «Физика космоса». — 2016. — С. 234.

[B3] Черенков А. А., Бисикало Д. В. Влияние давления излучения на газодинамику атмосфер экзопланет типа «горячий юпитер» // Сборник трудов 46-й студенческой научной конференции «Физика космоса». — 2017. — С. 225.

## **Благодарности**

Автор выражает благодарность научному руководителю, своим коллегам и соавторам за помощь и плодотворное сотрудничество. Особую благодарность автор выражает П.В. Кайгородову за неизменное внимание и помощь в работе.

## Литература

1. *Charbonneau D., Brown T. M., Latham D. W., Mayor M.* Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star // *Astrophys. J. Lett.* — 2000. — Vol. 529. — P. L45–L48.
2. *Henry G. W., Marcy G. W., Butler R. P., Vogt S. S.* A Transiting “51 Peg-like” Planet // *Astrophys. J. Lett.* — 2000. — Vol. 529. — P. L41–L44.
3. *Vidal-Madjar A., Lecavelier des Etangs A., Désert J.-M. et al.* An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b // *Nature.* — 2003. — Vol. 422. — P. 143–146.
4. *Ben-Jaffel L.* Exoplanet HD 209458b: Inflated Hydrogen Atmosphere but No Sign of Evaporation // *Astrophys. J. Lett.* — 2007. — Vol. 671. — P. L61–L64.
5. *Lecavelier Des Etangs A., Ehrenreich D., Vidal-Madjar A. et al.* Evaporation of the planet HD 189733b observed in H I Lyman- $\alpha$  // *Astron. and Astrophys.* — 2010. — Vol. 514. — P. A72.
6. *Vidal-Madjar A., Désert J.-M., Lecavelier des Etangs A. et al.* Detection of Oxygen and Carbon in the Hydrodynamically Escaping Atmosphere of the Extrasolar Planet HD 209458b // *Astrophys. J. Lett.* — 2004. — Vol. 604. — P. L69–L72.
7. *Ben-Jaffel L., Sona Hosseini S.* On the Existence of Energetic Atoms in the Upper Atmosphere of Exoplanet HD209458b // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 709. — P. 1284–1296.

8. *Linsky J. L., Yang H., France K. et al.* Observations of Mass Loss from the Transiting Exoplanet HD 209458b // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 717. — P. 1291–1299.
9. *Vidal-Madjar A., Huitson C. M., Bourrier V. et al.* Magnesium in the atmosphere of the planet HD 209458 b: observations of the thermosphere-exosphere transition region // *Astron. and Astrophys.* — 2013. — Vol. 560. — P. A54.
10. *Bourrier V., Lecavelier des Etangs A., Dupuy H. et al.* Atmospheric escape from HD 189733b observed in H I Lyman- $\alpha$ : detailed analysis of HST/STIS September 2011 observations // *Astron. and Astrophys.* — 2013. — Vol. 551. — P. A63.
11. *Fossati L., Haswell C. A., Froning C. S. et al.* Metals in the Exosphere of the Highly Irradiated Planet WASP-12b // *Astrophys. J. Lett.* — 2010. — Vol. 714. — P. L222–L227.
12. *Bisikalo D. V., Kaygorodov P. V., Arakcheev A. S.* On the Number of Hot Jupiters Having Extended Non-Spherical Envelopes // *Living Together: Planets, Host Stars and Binaries* / Ed. by S. M. Rucinski, G. Torres, M. Zejda: *Astronomical Society of the Pacific Conference Series.* — 2015. — Vol. 496. — P. 337.
13. *Bisikalo D., Kaygorodov P., Ionov D. et al.* Three-dimensional Gas Dynamic Simulation of the Interaction between the Exoplanet WASP-12b and its Host Star // *Astrophys. J.* — 2013. — Vol. 764. — P. 19.
14. *Бисикало Д. В., Кайгородов П. В., Ионов Д. Э., Шематович В. И.* Типы газовых оболочек экзопланет, относящихся к классу “горячих юпитеров” // *Астроном. журн.* — 2013. — Т. 90. — С. 779–790.
15. *Аракчеев А.С., Жилкин А.Г., Кайгородов П.В. и др.* Ослабление по-

- тери массы горячим юпитером WASP-12b под действием собственного магнитного поля // *Астроном. журн.* — 2017. — Т. 94. — С. 927–937.
16. *Bourrier V., Lecavelier des Etangs A.* 3D model of hydrogen atmospheric escape from HD 209458b and HD 189733b: radiative blow-out and stellar wind interactions // *Astron. and Astrophys.* — 2013. — Vol. 557. — P. A124.
  17. *Burrows A. S.* Highlights in the study of exoplanet atmospheres // *Nature.* — 2014. — Vol. 513. — P. 345–352.
  18. *Madhusudhan N., Agúndez M., Moses J. I., Hu Y.* Exoplanetary Atmospheres — Chemistry, Formation Conditions, and Habitability // *Space Sci. Rev.* — 2016. — Vol. 205. — P. 285–348.
  19. *Deming L. D., Seager S.* Illusion and reality in the atmospheres of exoplanets // *J. Geophys. Res. (Planets).* — 2017. — Vol. 122. — P. 53–75.
  20. *Paardekooper S.-J., Johansen A.* Giant Planet Formation and Migration // *Space Sci. Rev.* — 2018. — Vol. 214. — P. 38.
  21. *Strugarek A., Bolmont E., Mathis S. et al.* The Fate of Close-in Planets: Tidal or Magnetic Migration? // *Astrophys. J. Lett.* — 2017. — Vol. 847. — P. L16.
  22. *Giacalone S., Matsakos T., Königl A.* A Test of the High-eccentricity Migration Scenario for Close-in Planets // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 154. — P. 192.
  23. *Walker G. A. H., Walker A. R., Irwin A. W. et al.* A search for Jupiter-mass companions to nearby stars // *Icarus.* — 1995. — Vol. 116. — P. 359–375.
  24. *Mayor M., Queloz D.* A Jupiter-mass companion to a solar-type star // *Nature.* — 1995. — Vol. 378. — P. 355–359.

25. *Lammer H., Selsis F., Ribas I. et al.* Atmospheric Loss of Exoplanets Resulting from Stellar X-Ray and Extreme-Ultraviolet Heating // *Astrophys. J. Lett.* — 2003. — Vol. 598. — P. L121–L124.
26. *Yelle R. V.* Aeronomy of extra-solar giant planets at small orbital distances // *Icarus.* — 2004. — Vol. 170. — P. 167–179.
27. *Tian F., Toon O. B., Pavlov A. A., De Sterck H.* Transonic Hydrodynamic Escape of Hydrogen from Extrasolar Planetary Atmospheres // *Astrophys. J.* — 2005. — Vol. 621. — P. 1049–1060.
28. *Koskinen T. T., Harris M. J., Yelle R. V., Lavvas P.* The escape of heavy atoms from the ionosphere of HD209458b. I. A photochemical-dynamical model of the thermosphere // *Icarus.* — 2013. — Vol. 226. — P. 1678–1694.
29. *Cochran W. D., Endl M., McArthur B. et al.* The First Hobby-Eberly Telescope Planet: A Companion to HD 37605 // *Astrophys. J. Lett.* — 2004. — Vol. 611. — P. L133–L136.
30. *Wittenmyer R. A., Endl M., Cochran W. D., Levison H. F.* Dynamical and Observational Constraints on Additional Planets in Highly Eccentric Planetary Systems // *Astrophys. J.* — 2007. — Vol. 134. — P. 1276–1284.
31. *Showman A. P., Guillot T.* Atmospheric circulation and tides of “51 Pegasus b-like” planets // *Astron. and Astrophys.* — 2002. — Vol. 385. — P. 166–180.
32. *Бусикало Д. В., Жилкин А. Г., Боярчук А. А.* Газодинамика тесных двойных звезд // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013. — 632 с. — ISBN 9785922114042.
33. *Kislyakova K. G., Holmström M., Lammer H. et al.* Magnetic moment and plasma environment of HD 209458b as determined from Ly $\alpha$  observations // *Science.* — 2014. — Vol. 346. — P. 981–984.

34. *Stevenson D. J.* Planetary magnetic fields // Rep. Prog. Phys. — 1983. — Vol. 46. — P. 555–557.
35. *Grießmeier J.-M., Stadelmann A., Penz T. et al.* The effect of tidal locking on the magnetospheric and atmospheric evolution of “Hot Jupiters” // Astron. and Astrophys. — 2004. — Vol. 425. — P. 753–762.
36. *Sánchez-Lavega A.* The Magnetic Field in Giant Extrasolar Planets // Astrophys. J. Lett. — 2004. — Vol. 609. — P. L87–L90.
37. *Schneider J., Dedieu C., Le Sidaner P. et al.* Defining and cataloging exoplanets: the exoplanet.eu database // Astron. and Astrophys. — 2011. — Vol. 532. — P. A79.
38. *García Muñoz A.* Physical and chemical aeronomy of HD 209458b // Planet. Space Sci. — 2007. — Vol. 55. — P. 1426–1455.
39. *Murray-Clay R. A., Chiang E. I., Murray N.* Atmospheric Escape From Hot Jupiters // Astrophys. J. — 2009. — Vol. 693. — P. 23–42.
40. *Shaikhislamov I. F., Khodachenko M. L., Lammer H. et al.* Two Regimes of Interaction of a Hot Jupiter’s Escaping Atmosphere with the Stellar Wind and Generation of Energized Atomic Hydrogen Corona // Astrophys. J. — 2016. — Vol. 832. — P. 173.
41. *Khodachenko M. L., Shaikhislamov I. F., Lammer H. et al.* Ly $\alpha$  Absorption at Transits of HD 209458b: A Comparative Study of Various Mechanisms Under Different Conditions // Astrophys. J. — 2017. — Vol. 847. — P. 126.
42. *Withbroe G. L.* The temperature structure, mass, and energy flow in the corona and inner solar wind // Astrophys. J. — 1988. — Vol. 325. — P. 442–467.

43. *Holmström M., Ekenbäck A., Selsis F. et al.* Energetic neutral atoms as the explanation for the high-velocity hydrogen around HD 209458b // *Nature*. — 2008. — Vol. 451. — P. 970–972.
44. *Ekenbäck A., Holmström M., Wurz P. et al.* Energetic Neutral Atoms Around HD 209458b: Estimations of Magnetospheric Properties // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 709. — P. 670–679.
45. *van Leer B.* Towards the ultimate conservative difference scheme. V - A second-order sequel to Godunov's method // *J. Comput. Phys.* — 1979. — Vol. 32. — P. 101–136.
46. *Colella P.* Multidimensional upwind methods for hyperbolic conservation laws // *J. Comput. Phys.* — 1990. — Vol. 87. — P. 171–200.
47. *Toro E. F.* Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction // Third Edition. — Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009. — 724 с. — ISBN 9783540498346.
48. *Einfeldt B.* On Godunov-Type Methods for Gas Dynamics // *SIAM J. Numer. Anal.* — 1988. — Vol. 25. — P. 294–318.
49. *Годунов С. К.* Разностный метод численного расчета разрывных решений гидродинамики // *Мат. сборник*. — 1959. — Т. 47. — С. 271–306.
50. *Chakravarthy S. R., Osher S.* Numerical Experiments with the Osher Upwind Scheme for the Euler Equations // *AIAA J.* — 1983. — Vol. 21. — P. 1241–1248.
51. *Lecavelier des Etangs A., Vidal-Madjar A., McConnell J. C., Hébrard G.* Atmospheric escape from hot Jupiters // *Astron. and Astrophys.* — 2004. — Vol. 418. — P. L1–L4.
52. *Ballester G. E., Sing D. K., Herbert F.* The signature of hot hydrogen in

- the atmosphere of the extrasolar planet HD 209458b // *Nature*. — 2007. — Vol. 445. — P. 511–514.
53. *Deming D., Seager S., Richardson L. J., Harrington J.* Infrared radiation from an extrasolar planet // *Nature*. — 2005. — Vol. 434. — P. 740–743.
  54. *Бусикало Д.В., Аракчеев А.С., Кайгородов П.В.* Пульсации атмосфер горячих юпитеров, обладающих собственным магнитным полем // *Астроном. журн.* — 2017. — Т. 94. — С. 920–926.
  55. *Шематович В. И.* Надтепловой водород в протяженной верхней атмосфере экзопланеты HD 209458b за счет диссоциации молекулярного водорода // *Астрон. вестн.* — 2010. — Т. 44. — С. 108–116.
  56. *Koskinen T. T., Yelle R. V., Lavvas P., Lewis N. K.* Characterizing the Thermosphere of HD209458b with UV Transit Observations // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 723. — P. 116–128.
  57. *Ehrenreich D., Désert J.-M.* Mass-loss rates for transiting exoplanets // *Astron. and Astrophys.* — 2011. — Vol. 529. — P. A136.
  58. *Koskinen T. T., Aylward A. D., Miller S.* A stability limit for the atmospheres of giant extrasolar planets // *Nature*. — 2007. — Vol. 450. — P. 845–848.
  59. *Vourlidas A., Howard R. A., Esfandiari E.* Comprehensive Analysis of Coronal Mass Ejection Mass and Energy Properties Over a Full Solar Cycle // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 722. — P. 1522–1538.
  60. *Webb D. F., Howard T. A.* Coronal Mass Ejections: Observations // *Living Rev. Sol. Phys.* — 2012. — Vol. 9. — P. 3.
  61. *Richardson I. G., Cane H. V.* Near-Earth Interplanetary Coronal Mass Ejections During Solar Cycle 23 (1996 - 2009): Catalog and Summary of Properties // *Sol. Phys.* — 2010. — Vol. 264. — P. 189–237.

62. *Khodachenko M. L., Ribas I., Lammer H. et al.* Coronal Mass Ejection (CME) Activity of Low Mass M Stars as An Important Factor for The Habitability of Terrestrial Exoplanets. I. CME Impact on Expected Magnetospheres of Earth-Like Exoplanets in Close-In Habitable Zones // *Astrobiology*. — 2007. — Vol. 7. — P. 167–184.
63. *Lammer H., Lichtenegger H. I. M., Kulikov Y. N. et al.* Coronal Mass Ejection (CME) Activity of Low Mass M Stars as An Important Factor for The Habitability of Terrestrial Exoplanets. II. CME-Induced Ion Pick Up of Earth-like Exoplanets in Close-In Habitable Zones // *Astrobiology*. — 2007. — Vol. 7. — P. 185–207.
64. *Kay C., Opher M., Colaninno R. C., Vourlidas A.* Using ForeCAT Deflections and Rotations to Constrain the Early Evolution of CMEs // *Astrophys. J.* — 2016. — Vol. 827. — P. 70.
65. *Howard T. A., Tappin S. J.* Three-Dimensional Reconstruction of Two Solar Coronal Mass Ejections Using the STEREO Spacecraft // *Sol. Phys.* — 2008. — Vol. 252. — P. 373–383.
66. *Möstl C., Amla K., Hall J. R. et al.* Connecting Speeds, Directions and Arrival Times of 22 Coronal Mass Ejections from the Sun to 1 AU // *Astrophys. J.* — 2014. — Vol. 787. — P. 119.
67. *Möstl C., Farrugia C. J., Temmer M. et al.* Linking Remote Imagery of a Coronal Mass Ejection to Its In Situ Signatures at 1 AU // *Astrophys. J. Lett.* — 2009. — Vol. 705. — P. L180–L185.
68. *Chen J.* Physics of erupting solar flux ropes: Coronal mass ejections (CMEs) — Recent advances in theory and observation // *Phys. Plasmas*. — 2017. — Vol. 24. — P. 090501.
69. *Vourlidas A., Lynch B. J., Howard R. A., Li Y.* How Many CMEs Have Flux Ropes? Deciphering the Signatures of Shocks, Flux Ropes,

- and Prominences in Coronagraph Observations of CMEs // *Sol. Phys.* — 2013. — Vol. 284. — P. 179–201.
70. *Vourlidas A., Balmaceda L. A., Stenborg G., Dal Lago A.* Multi-viewpoint Coronal Mass Ejection Catalog Based on STEREO COR2 Observations // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 838. — P. 141.
71. *Liu Y. D., Richardson J. D., Wang C., Luhmann J. G.* Propagation of the 2012 March Coronal Mass Ejections from the Sun to Heliopause // *Astrophys. J. Lett.* — 2014. — Vol. 788. — P. L28.
72. *Ontiveros V., Vourlidas A.* Quantitative Measurements of Coronal Mass Ejection-Driven Shocks from LASCO Observations // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 693. — P. 267–275.
73. *Erkaev N. V., Kulikov Y. N., Lammer H. et al.* Roche lobe effects on the atmospheric loss from “Hot Jupiters” // *Astron. and Astrophys.* — 2007. — Vol. 472. — P. 329–334.
74. *Lopez E. D., Fortney J. J.* The Role of Core Mass in Controlling Evaporation: The Kepler Radius Distribution and the Kepler-36 Density Dichotomy // *Astrophys. J.* — 2013. — Vol. 776. — P. 2.
75. *Катушкина О. А., Измоленов В. В.* Влияние эффектов гелиосферного интерфейса на распределение параметров атомов межзвездного водорода внутри гелиосферы // *Письма в Астрон. Журнал.* — 2010. — Т. 36. — С. 310–319.
76. *Katushkina O. A., Izmodenov V. V., Alexashov D. B.* Direction of interstellar hydrogen flow in the heliosphere: theoretical modelling and comparison with SOHO/SWAN data // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 446. — P. 2929–2943.

77. *Curdt W., Brekke P., Feldman U. et al.* The SUMER spectral atlas of solar-disk features // *Astron. and Astrophys.* — 2001. — Vol. 375. — P. 591–613.
78. *Wiese W. L., Smith M. W., Glennon B. M.* Atomic transition probabilities. Vol.: Hydrogen through Neon. A critical data compilation // *NSRDS-NBS 4*, Washington, D.C.: US Department of Commerce, National Bureau of Standards. — 1966.
79. *Brasken M., Kyrola E.* Resonance scattering of Lyman alpha from interstellar hydrogen // *Astron. and Astrophys.* — 1998. — Vol. 332. — P. 732–738.
80. *Balsara D.* Total Variation Diminishing Scheme for Relativistic Magnetohydrodynamics // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2001. — Vol. 132. — P. 83–101.
81. *Roe P. L.* Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes // *J. Comput. Phys.* — 1981. — Vol. 43. — P. 357–372.
82. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений // Изд. 3, исправл. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. — 656 с. — ISBN 9785922109383.
83. *Cantó J., Raga A., Steffen W., Shapiro P. R.* Shadows behind Neutral Clumps in Photoionized Regions // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 502. — P. 695–707.
84. *Scholz T. T., Walters H. R. J.* Collisional rates and cooling within atomic hydrogen plasmas // *Astrophys. J.* — 1991. — Vol. 380. — P. 302–306.
85. *Møller P., Jakobsen P.* The Lyman continuum opacity at high redshifts - Through the Lyman forest and beyond the Lyman valley // *Astron. and Astrophys.* — 1990. — Vol. 228. — P. 299–309.

86. *Schneider E. M., Esquivel A., D'Angelo C. S. V. et al.* Photoionization of planetary winds: case study HD 209458b // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. — 2016. — Vol. 457. — P. 1666–1674.
87. *Sanz-Forcada J., Micela G., Ribas I. et al.* Estimation of the XUV radiation onto close planets and their evaporation // Astron. and Astrophys. — 2011. — Vol. 532. — P. A6.
88. The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission // ESA Special Publication / Ed. by ESA. — 1997. — Vol. 1200.
89. *Соболев В. В.* Курс теоретической астрофизики // Изд. 3, перераб. — М.: Наука, 1985. — 503 с.
90. *Ribas I., Guinan E. F., Güdel M., Audard M.* Evolution of the Solar Activity over Time and Effects on Planetary Atmospheres. I. High-Energy Irradiances (1-1700 Å) // Astrophys. J. — 2005. — Vol. 622. — P. 680–694.
91. *Tarnopolski S., Bzowski M.* Detectability of neutral interstellar deuterium by a forthcoming SMEX mission IBEX // Astron. and Astrophys. — 2008. — Vol. 483. — P. L35–L38.
92. *Kowalska-Leszczynska I., Bzowski M., Sokół J. M., Kubiak M. A.* Evolution of the Solar Ly $\alpha$  Line Profile during the Solar Cycle // Astrophys. J. — 2018. — Vol. 852. — P. 115.
93. *Boyajian T., von Braun K., Feiden G. A. et al.* Stellar diameters and temperatures - VI. High angular resolution measurements of the transiting exoplanet host stars HD 189733 and HD 209458 and implications for models of cool dwarfs // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. — 2015. — Vol. 447. — P. 846–857.

94. *Callaway J.* Radiative recombination of electrons with hydrogen atoms // Phys. Lett. A. — 1974. — Vol. 48. — P. 359–360.
95. *Bell K. L., Kingston A. E.* The bound-free absorption coefficient of the negative hydrogen ion // Proc. Phys. Soc. — 1967. — Vol. 90. — P. 895.
96. *Inokuti M., Kim Y.-K.* Total Cross Sections for Inelastic Scattering of Charged Particles by Atoms and Molecules. II. Negative Hydrogen Ion // Phys. Rev. — 1968. — Vol. 173. — P. 154–160.
97. *Ermolaev A. M.* Neutralisation and detachment in collisions between protons and negative hydrogen ions in the proton energy range from 0.62 to 80.0 keV lab // J. Phys. B. — 1988. — Vol. 21. — P. 81.
98. *Bell K. L., Kingston A. E., McIlveen W. A.* The total absorption coefficient of the negative hydrogen ion // J. Phys. B. — 1975. — Vol. 8. — P. 358.
99. *Bourrier V., Ehrenreich D., Lecavelier des Etangs A.* Radiative braking in the extended exosphere of GJ 436 b // Astron. and Astrophys. — 2015. — Vol. 582. — P. A65.
100. *Ehrenreich D., Lecavelier Des Etangs A., Delfosse X.* HST/STIS Lyman- $\alpha$  observations of the quiet M dwarf GJ 436. Predictions for the exospheric transit signature of the hot Neptune GJ 436b // Astron. and Astrophys. — 2011. — Vol. 529. — P. A80.
101. *Ehrenreich D., Bourrier V., Wheatley P. J. et al* A giant comet-like cloud of hydrogen escaping the warm Neptune-mass exoplanet GJ 436b // Nature. — 2015. — Vol. 522. — P. 459–461.
102. *Chadney J. M., Koskinen T. T., Galand M. et al.* Effect of stellar flares on the upper atmospheres of HD 189733b and HD 209458b // Astron. and Astrophys. — 2017. — Vol. 608. — P. A75.

103. *David T. J., Hillenbrand L. A., Petigura E. A. et al* A Neptune-sized transiting planet closely orbiting a 5-10-million-year-old star // *Nature*. — 2016. — Vol. 534. — P. 658–661.
104. *Mann A. W., Newton E. R., Rizzuto A. C. et al.* Zodiacal Exoplanets in Time (ZEIT). III. A Short-period Planet Orbiting a Pre-main-sequence Star in the Upper Scorpius OB Association // *Astrophys. J.* — 2016. — Vol. 152. — P. 61.
105. *Claire M. W., Sheets J., Cohen M. et al.* The Evolution of Solar Flux from 0.1 nm to 160  $\mu\text{m}$ : Quantitative Estimates for Planetary Studies // *Astrophys. J.* — 2012. — Vol. 757. — P. 95.
106. *Storch N. I., Lai D.* Viscoelastic tidal dissipation in giant planets and formation of hot Jupiters through high-eccentricity migration // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 438. — P. 1526–1534.