

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

На правах рукописи

УДК 524.523

Гладышева Юлия Геннадьевна

Аэрономическая модель верхних атмосфер экзопланет-гигантов

01.03.01 — физика космоса, астрономия

Диссертация на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д.ф.-м.н. А.Г. Жилкин

Москва – 2024

Оглавление

Введение		4
Глава 1. Аэрономическая модель водородно-гелиевых атмосфер горячих юпитеров		14
1.1	Описание модели	14
1.2	Химическая модель	16
1.2.1	Водородно-гелиевая химия	20
1.2.2	Фотопроцессы	23
1.3	Нагрев и охлаждение	26
1.3.1	Нагрев	26
1.3.2	Охлаждение	28
1.4	Дополнительные эффекты	31
1.4.1	Приливная сила	31
1.4.2	Диффузия	33
1.4.3	Теплопроводность	36
1.5	Численная модель	40
Глава 2. Моделирование верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов		44
2.1	Моделирование водородно-гелиевых атмосфер экзопланет для спектра спокойного Солнца	45
2.1.1	Горячие юпитеры	45
2.1.2	Теплые нептуны	50
2.2	Влияние жесткого потока излучения на атмосферу горячего юпитера	54
2.2.1	Влияние приливной силы	54

2.2.2	Влияние жесткого излучения	56
2.3	Влияние вспышечной активности звезды на атмосферу горя- чего юпитера	65
2.3.1	Одиночная вспышка	65
2.3.2	Повторная вспышка	75
2.4	Положения, выносимые на защиту	78
	Заключение	80
	Литература	84

Введение

Горячие юпитеры — это экзопланеты массой порядка массы Юпитера, располагающиеся в непосредственной близости от родительской звезды. Спектральные наблюдения показали, что экзопланеты окружены протяженной оболочкой. Было установлено, что атмосферы планет с такими оболочками испытывают газодинамический отток вещества. Ключевым фактором, влияющим на распределение параметров атмосферы, является ее химический состав. Он позволяет получить информацию о физических процессах, формировании и эволюции атмосфер экзопланет. Основным инструментом для характеристики атмосферы является ее спектр, наблюдаемый во время транзитов или за счет теплового излучения. Молекулы в планетной атмосфере поглощают и излучают свет на определенных частотах, которые могут накладывать отпечаток атмосферы планеты на свет, поступающий на Землю из системы планета–звезда. Следовательно, из наблюдений такого рода можно сделать вывод о химическом составе атмосферы, основываясь на особенностях спектра поглощения или излучения атмосферы планеты [1–3]. Однако спектры содержат характеристики излучения или поглощения только спектрально активных атомов и молекул, присутствующих в атмосфере планеты, и, следовательно, дают лишь частичное представление о химическом составе и динамике атмосферы. Крайне важно иметь химические модели, которые могут соотносить восстановленный состав атмосферы с ее общим физическим и химическим состоянием.

Для (экзо)планет-гигантов химический состав газовой фазы имеет решающее значение для определения циркуляции, температуры и наблюдаемых свойств планетных атмосфер [4–6]. Непрозрачность для звездного излучения, определяемая составом, управляет нагревом, который, в свою

очередь, определяет динамику. Химическое моделирование атмосфер экзопланет в значительной степени ограничивалось одномерными кодами химической кинетики (см., например, [1, 7–9]), показывая, что вертикальный перенос может приводить к отклонениям от химического равновесия. Атмосфера горячего юпитера имеет большие горизонтальные градиенты температуры из-за интенсивного облучения дневной стороны, что приводит к высокой горизонтальной скорости ветра. Следовательно, можно заключить, что неравновесный химический состав, обусловленный горизонтальным переносом, по меньшей мере так же важен, как и вертикальное перемешивание в атмосферах горячих юпитеров [9–12].

Для интерпретации наблюдений атмосфер экзопланет необходима разработка аэрономических моделей верхних атмосфер (см., например, недавние обзоры [13, 14]). Разработка таких моделей началась практически одновременно с открытием протяженных водородных оболочек в наблюдениях транзитов горячих юпитеров при помощи космического телескопа им. Хаббла (HST) [14, 15]. В таких моделях учитываются, по возможности самосогласованно, динамические и физико-химические процессы в верхних атмосферах экзопланет, подверженных воздействию звездного жесткого УФ излучения [16–20] и потока плазмы звездного ветра от родительской звезды [21]. В современных версиях аэрономических моделей [22–24] учитываются кинетические эффекты, вызванные воздействием потоков фото- и авроральных электронов. Разработанные аэрономические модели также широко используются для оценки темпа потери атмосферы для горячих экзопланет (см., например, [13, 23]). Действительно, процессы убегания (или диссипации) из атмосферы могут иметь значительные последствия для эволюции планетных атмосфер, а также для структуры, химического состава и объемной плотности различных планет. Например, широко признано, что ранние атмосферы Венеры, Земли и Марса сформировались в результате процессов убегания (например, [25]).

Одним из наиболее изученных и широко обсуждаемых горячих юпитеров является экзопланета HD 209458b. В работе [30] приведены первые наблюдения первичных транзитов этой планеты в $Lu\alpha$ с помощью спектрографа STIS на борту HST и сообщается о величине поглощения в 15% в высокоскоростном синем крыле линии. Повторный анализ тех же данных [48, 49] дал несколько меньшие (6-9%) и более симметричные профили поглощения. Первичные измерения прохождения HD 209458b по диску звезды на длинах волн дальнего ультрафиолета (с помощью спектрографа HST/STIS) также выявили глубину поглощения в $10 \pm 4.5\%$ в резонансных линиях OI (2P-2D) и $7.5 \pm 3.5\%$ в резонансных линиях CII (3P-3S) [50]. Новую возможность исследовать расширяющиеся атмосферы горячих юпитеров и теплых нептунгов открывают измерения метастабильной триплетной линии гелия 2^3S на 108300 нм [51]. Такой обширный материал наблюдений, доступный для HD 209458b, делает этот горячий юпитер основным кандидатом для применения сложных численных аэрономических моделей, направленных на интерпретацию измерений и вывод физических параметров и особенностей звездно-планетной системы, таких как атмосферные потери, обилие и химический состав верхних слоев атмосферы планеты, параметры потока звездного ветра и потока звездного излучения. Такие модели постоянно разрабатывались в течение последнего десятилетия различными исследовательскими группами, при этом сложность и детализация моделируемых явлений возрастали (см., например, [13]).

Одномерные аэрономические модели, описывающие структуру верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов, можно условно разделить на две группы. К первой группе можно отнести стационарные модели, в которых предполагается, что все гидродинамические величины (плотность, скорость, концентрации компонентов и др.) не зависят от времени и являются только функциями радиуса. Формирующееся истечение атмосферы имеет, как правило, трансзвуковой характер. Поэтому получаемое решение зада-

чи представляет собой аналог решения Паркера [52] для солнечного ветра. Интегральная кривая должна проходить через особую точку, в которой скорость атмосферного ветра равна местной скорости звука. В результате в задаче появляется дополнительное условие сшивки, которое необходимо учесть при построении решения. Модели подобного типа используются, например, в работах [53, 54]. Ко второй группе отнесем нестационарные модели, в которых полученное решение либо стремится к стационарному, либо является квази-стационарным. В этих моделях уравнения гидродинамики можно решать как в лагранжевых, так и в эйлеровых переменных. В первом случае из-за расширения атмосферы к моменту выхода на стационарный режим внешняя подвижная граница расчетной области может удалиться на достаточно большое расстояние от центра планеты, что не всегда удобно. Этого эффекта можно частично избежать, задавая внешнюю среду (например, звездный ветер) [23, 55]. При использовании эйлеровых переменных решение строится в фиксированной расчетной области. При этом на внешней границе задаются условия свободного вытекания. Такой подход использовался во многих работах (см., например, [16, 17, 20, 56–58]).

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, двух глав и заключения. Список литературы содержит 133 наименования.

Во Введении представлен краткий обзор предмета исследования и содержания диссертационной работы. Описаны актуальность диссертационной работы, её цели и задачи, новизна полученных результатов, их научная и практическая значимость. Представлена информация по апробации результатов, научным публикациям по результатам исследований соискательницы и её вкладу в работу.

В Главе 1 представлена нестационарная модель в эйлеровых переменных, включающая уравнения непрерывности, движения, энергии

и распределения концентраций компонентов. Таким образом структура верхней атмосферы горячей экзопланеты-гиганта описывается в одномерном сферически-симметричном приближении в рамках многокомпонентной гидродинамики. В разделе 1.2 представлена методика получения системы уравнений химической кинетики на основе сетки реакций и соответствующих коэффициентов скоростей этих реакций. Для некоторых из них, а именно процессов фотоионизации и фотодиссоциации отдельно описан процесс получения коэффициентов скоростей реакций в условиях спокойного Солнца. Также в разделе 1.2.1 описана водородно-гелиевая химия, которая учитывалась при проведении расчетов и приведена вся сетка химических реакций.

В разделах 1.3 и 1.4 подробно рассмотрены эффекты влияющие на эволюцию верхних атмосфер экзопланет, которые были учтены в аэрономической модели.

В заключительном разделе 1.5 описана численная модель, основанная на разбиении по физическим процессам.

Глава 2 посвящена анализу численного моделирования представленной аэрономической модели верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов. Было выделено несколько моделей, зависящих от начальных условий атмосферы. Расчеты проводились до достижения стационарного состояния в атмосфере.

В разделе 2.1 было изучено насколько влияет общая концентрация атмосферы на эволюцию параметров, построены графики основных параметров атмосферы, включая темп потери массы. Расчеты проводились для горячих юпитеров и для теплых нептунунов с рядом допущений, касающихся специфики теплых нептунунов.

В разделе 2.2 было проанализировано насколько сильно жесткое УФ излучение влияет на эволюцию верхних атмосфер экзопланет. Были рассмотрены случаи, когда излучение от звезды повышается на 1 и 2 порядка,

то есть когда экзопланета расположена около молодой звезды.

В разделе 2.3 изучено влияние вспышечной активности от звезды. Рассмотрены ряд моделей зависящих от интенсивности вспышки и от количества повторяющихся вспышек. Построены профили основных параметров моделей, а также проведен сравнительный анализ результатов.

В **Заключении** представлены основные результаты диссертационной работы. Даны рекомендации для дальнейшего развития темы диссертации.

Цели диссертационной работы

1. Изучение эволюции верхних атмосфер горячих юпитеров, включая ее химический состав и функций нагрева и охлаждения.
2. Получение начальных данных для трехмерной МГД модели протяженных оболочек горячих юпитеров, с учетом химического состава.
3. Рассмотрение полученной аэрономической модели в качестве модели, имеющей самостоятельное значение.

Задачи

1. Построение аэрономической модели в эйлеровых переменных, учитывающей процессы нагрева и охлаждения, приливную силу, диффузию и теплопроводность.
2. Решение полученной нестационарной системы путем разбиения задачи на физические процессы и решения каждого процесса соответствующими численными методами.
3. Проведение и анализ численных расчетов рассматриваемых моделей для различных конфигураций внешних и начальных условий.

Научная новизна

В данной диссертационной работе впервые представлена аэрономическая модель, учитывающая одновременно функции нагрева и охлаждения, приливную силу, диффузию и теплопроводность.

Учтены процессы фотоионизации и фотодиссоциации для расширенной сетки химических реакций.

Проведены расчеты эволюции верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов в зависимости от величины потока жесткого УФ излучения и вспышечной активности.

Научная и практическая значимость

Результаты анализа влияния химического состава верхних атмосфер экзопланет на ее структуру могут использоваться другими исследователями для анализа наблюдаемых данных, с целью получения большей информации о родительской звезде и о структуре самой атмосферы.

Методология и методы исследования

Задачи диссертации решались в основном при помощи авторского программного обеспечения, разработанного Жилкиным А.Г., а также открытого программного пакета CVODE. Расчёты проводились на вычислительном кластере МСЦ РАН. Результаты анализировались также с помощью авторского программного обеспечения.

Достоверность представленных результатов

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов исследования химического состава верхних атмосфер экзопланет-гигантов подтверждается сравнением с теоретическими и наблюдательными

ми данными других авторов и обсуждением полученных результатов на конференциях и семинарах. Результаты опубликованы в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК.

Личный вклад автора

Соискательница лично участвовала в постановке задач, написании кода, получении и обработке результатов численных экспериментов, совместно с соавторами участвовала в обсуждении результатов и формулировке выводов.

Положения, выносимые на защиту по результатам диссертационной работы

- Разработана аэрономическая модель водородно-гелиевых верхних атмосфер экзопланет-гигантов.
- В численную модель включены все основные химические реакции, процессы нагрева и охлаждения, приливная сила, диффузия и теплопроводность.
- Обнаружена неустойчивость, которая приводит к образованию облачного слоя.
- С увеличением жесткого потока УФ излучения звезды растет функция нагрева и частные функции охлаждения. При этом роль функций охлаждения не меняется.

Апробация

Результаты диссертации были представлены на российских и зарубежных конференциях и семинарах в качестве устных и стендовых докладов:

1. Conference IAU 362: The Predictive Power of Computational Astrophysics as a Discovery Tool, poster (Online, November 8-12, 2021)
2. Школа-семинар "Магнитоплазменные процессы в релятивистской астрофизике"(ИКИ РАН, Таруса, 27 июня — 1 июля 2022)
3. Школа для студентов и молодых ученых "Экзопланеты/Exoplanets-2022"(ИНАСАН, Москва, 17 — 18 октября 2022)
4. Конкурс молодых ученых ИНАСАН (ИНАСАН, Москва, 15 ноября 2022)
5. Конференция "Исследование звезд с экзопланетами—2022"(Суздаль, 23-27 ноября 2022)
6. Школа-семинар "Магнитоплазменные процессы в релятивистской астрофизике"(ИКИ РАН, Таруса, 3 — 7 июля 2023)
7. Школа "Исследования экзопланет — 2023"(ИНАСАН, Москва, 4 — 5 октября 2023)
8. Conference Challenges and Innovations in Computational Astrophysics V (Online, November 7 — 9, 2023)
9. Конференция "ВАК-2024"(п. Нижний Архыз, 25 — 31 августа 2024)

Публикации по теме диссертации

Основные результаты работы опубликованы в рецензируемых научных изданиях, из них 3 — в журналах, рекомендованных ВАК.

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК:

- [A1] *Жилкин А. Г., Гладышева Ю. Г., Шематович В. И., Бисикало Д. В.* Аэрономическая модель водородно-гелиевых верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов // *Астрономический журнал*, том 100, №12, с. 1190-1209, (2023).

- [A2] *Жилкин А. Г., Гладышева Ю. Г., Шематович В. И., Цуриков Г. Н., Бисикало Д. В.* Влияние потока жесткого излучения звезды на структуру водородно-гелиевой верхней атмосферы горячего юпитера // *Астрономический журнал*, (2024), в печати.
- [A3] *Жилкин А. Г., Гладышева Ю. Г., Шематович В. И., Цуриков Г. Н., Бисикало Д. В.* Влияние вспышечной активности звезды на структуру водородно-гелиевой верхней атмосферы горячего юпитера // *Астрономический журнал*, (2024), в печати.

Другие публикации автора по теме диссертации

- [B1] *Гладышева Ю. Г., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Химическая модель водородно-гелиевой оболочки горячего юпитера // *Сборник научных трудов ИНАСАН*, 2022 г., С. 195-200.
- [B2] *Gladysheva Y., Zhilkin A., Bisikalo D.* Multi-component MHD model for hydrogen-helium extended envelope of hot jupiter // *Origins: Predictive Power for Computational Astrophysics as a Discovery Tool. Proceedings of the International Astronomical Union*, 2023, Pp. 167-168.
- [B3] *Жилкин А. Г., Гладышева Ю. Г., Бисикало Д. В.* Гидростатическая модель водородно-гелиевой атмосферы горячего юпитера // *Сборник научных трудов ИНАСАН*, 2023 г., С. 26-33.
- [B4] *Гладышева Ю. Г., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Образование энергетических нейтральных атомов в оболочках горячих юпитеров // *Сборник научных трудов ИНАСАН*, 2023 г., С. 34-43.

Глава 1. Аэрономическая модель водородно-гелиевых атмосфер горячих юпитеров

1.1. Описание модели

Для описания структуры верхней атмосферы горячего юпитера используется одномерная сферически-симметричная модель, основанная на приближении одножидкостной многокомпонентной гидродинамики. В эйлеровых переменных (время t и радиальная координата r , отсчитываемая от центра планеты) эти уравнения можно записать в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = 0, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{GM_{\text{pl}}}{r^2} + f_{\text{tidal}}, \quad (1.2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + \frac{P}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \Gamma - \Lambda, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_\alpha v) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_\alpha w_\alpha) + K_\alpha - n_\alpha L_\alpha. \quad (1.4)$$

Здесь ρ — плотность вещества, v — средняя массовая радиальная скорость, P — полное давление, ε — удельная внутренняя энергия, T — температура, G — гравитационная постоянная, M_{pl} — масса планеты. Последнее слагаемое f_{tidal} в правой части уравнения (1.2) описывает силу приливного взаимодействия от звезды. В уравнении энергии (1.3) λ — коэффициент теплопроводности, а величины Γ и Λ представляют собой объемные коэффициенты нагрева и охлаждения соответственно (измеряются в $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$). Для каждого компонента сорта α определены концентрация n_α , темп производства K_α ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) и скорость расхода L_α (с^{-1}). Величина w_α определяет

диффузионную скорость компонента сорта α , т.е. разность между средней массовой скоростью v и средней скоростью компонента v_α .

Для замыкания системы уравнений (1.1)–(1.4) используются уравнения состояния идеального газа

$$P = \frac{k_B \rho T}{\mu m_p}, \quad \varepsilon = \frac{k_B T}{(\gamma - 1) \mu m_p}, \quad (1.5)$$

где k_B — постоянная Больцмана, m_p — масса протона, $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты, μ — средний молекулярный вес. Мы рассматривали водородно-гелиевую атмосферу горячего юпитера. Учитывались следующие компоненты: H , H^- , H^+ , H_2 , H_2^+ , H_3^+ , He , He^+ , HeH^+ , а также электроны e^- . Если известны концентрации всех ионных компонент, то концентрацию электронов n_e можно найти из условия квазинейтральности плазмы. В нашей модели учитывались 32 двухчастичные химические реакции, включающие процессы фотоионизации и фотодиссоциации. Учитывалась также трехчастичная реакция образования молекул H_2 из двух атомов водорода, которая идет с участием некоторой дополнительной частицы.

Средний молекулярный вес μ определяется выражением

$$\frac{1}{\mu} = \sum_{\alpha} (1 + Z_{\alpha}) \frac{m_p}{m_{\alpha}} \xi_{\alpha}, \quad (1.6)$$

где Z_{α} — зарядовое число компонента сорта α (для нейтралов оно равно нулю), m_{α} — масса соответствующих частиц, $\xi_{\alpha} = m_{\alpha} n_{\alpha} / \rho$ — массовое содержание компонента сорта α .

Мы рассматривали водородно-гелиевую атмосферу горячей экзопланеты-гиганта. Учитывались следующие компоненты: H , H^- , H^+ , H_2 , H_2^+ , H_3^+ , He , He^+ , HeH^+ , а также электроны e^- . Для электронов отдельное уравнение вида (1.4) решать не обязательно, поскольку их концентрация может быть

найдена из условия квазинейтральности плазмы,

$$n_e = \sum_{\alpha} Z_{\alpha} n_{\alpha}, \quad (1.7)$$

Далее мы подробно опишем химический (правая часть уравнений (1.4)) и тепловой (правая часть уравнения (1.3)) блоки нашей модели.

1.2. Химическая модель

Уравнение непрерывности (1.4) без учета влияния диффузии на распределение компонентов в верхней атмосфере экзопланет можно переписать в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \xi_s) + \nabla \cdot (\rho \xi_s \mathbf{v}) = S_s, \quad s = 1, \dots, N, \quad (1.8)$$

где ξ_s — массовая доля компоненты, ρ — плотность, S_s — функция источника, описывающая локальные изменения числа частиц сорта s , N — число компонент. Концентрации компонент определяются выражением $n_s = \rho \xi_s / m_s$, где m_s — масса частицы сорта s . Для численного решения уравнений многокомпонентной МГД мы используем методику расщепления по физическим процессам. Алгоритм состоит из нескольких последовательных этапов. Применительно к уравнению (1.8) на первом этапе, соответствующем идеальной многокомпонентной МГД, источник в правой части не учитывается. Это означает, что на первом этапе все химические компоненты трактуются как пассивные примеси, переносимые вместе с веществом. Учет источников производится на отдельном этапе алгоритма. Таким образом, моделирование изменения концентрации компонент n_s можно вынести в отдельный химический модуль численного кода.

Рассмотрим алгоритм реализации химического модуля на примере водородно-гелиевой атмосферы. Набор соответствующих химических реакций был получен путем фильтрации по элементам H и He из базы данных

UMIST [?], а также некоторые другие химические реакции, включая реакции фотоионизации и фотодиссоциации. Выборка для водородно-гелиевой атмосферы составила 33 химические реакции (Таблица 1.1) для 9 компонент (H , H^- , H^+ , H_2 , H_2^+ , H_3^+ , He , He^+ , HeH^+).

Функция источника в правой части уравнения (1.8) может быть представлена в виде

$$S_s = m_s (K_s - L_s n_s), \quad (1.9)$$

где K_s — темп производства компоненты сорта s ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$), L_s — скорость расхода компоненты сорта s (с^{-1}). Поэтому система обыкновенных дифференциальных уравнений химической кинетики может быть записана следующим образом:

$$\frac{dn_s}{dt} = K_s - L_s n_s. \quad (1.10)$$

Для учета химических процессов в численном коде правые части уравнений (1.10) генерируются автоматически в виде функций на языке программирования C++. Опишем кратко, как это делается. Рассмотрим химическую реакцию вида



где химические компоненты A и B являются реагентами, а C представляет собой продукт реакции, которых может быть несколько. В ходе данного процесса концентрации реагентов уменьшаются, а концентрации продуктов, наоборот, увеличиваются. Обозначим константу скорости данной реакции через k . Тогда рассматриваемая реакция даст следующие вклады в функции источника:

$$L(A) = L(A) + kn(B), \quad L(B) = L(B) + kn(A), \quad (1.12)$$

$$K(C) = K(C) + kn(A)n(B), \quad \dots \quad (1.13)$$

Здесь многоточие означает, что подобные выражения необходимо записать

№	Реакция	Темп	Ссылка
R1a	$\text{H}_2 + \text{H} \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{H}$	$1.40 \cdot 10^{-4} T^{-1} e^{-55000/T}$	[67]
R1b	$\text{H}_2 + \text{H}_2 \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{H}_2$	$10^{-8} e^{-84100/T}$	[67]
R2	$\text{H}_2 + e^- \rightarrow \text{H} + \text{H} + e^-$	$4.37 \cdot 10^{-10} T^{0.35} e^{-102000/T}$	[67]
R3	$\text{H} + e^- \rightarrow \text{H}^+ + e^- + e^-$	$6.44 \cdot 10^{-11} T^{0.5} e^{-158000/T}$	[67]
R4	$\text{He} + e^- \rightarrow \text{He}^+ + e^- + e^-$	$1.98 \cdot 10^{-11} T^{0.5} e^{-284300/T}$	[70]
R5	$\text{H} + \text{H} + \text{M} \rightarrow \text{H}_2 + \text{M}$	$1.50 \cdot 10^{-29} T^{-1.3}$	[17]
R6a,b	$\text{H}^+ + \text{He} \rightleftharpoons \text{H} + \text{He}^+$	$2.88 \cdot 10^{-16} T^{0.25}$	[67]
R7	$\text{H}^+ + e^- \rightarrow \text{H} + h\nu$	$2.52 \cdot 10^{-10} T^{-0.75}$	[67]
R8	$\text{He}^+ + e^- \rightarrow \text{He} + h\nu$	$9.08 \cdot 10^{-11} T^{-0.64}$	[17]
R9	$\text{H}^- + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + e^-$	$4.00 \cdot 10^{-8} T^{-0.39} e^{-39.4/T}$	[67]
R10	$\text{H}^- + \text{H}^+ \rightarrow \text{H} + \text{H}$	$1.30 \cdot 10^{-6} T^{-0.5}$	[67]
R11	$\text{H}^- + \text{He}^+ \rightarrow \text{H} + \text{He}$	$1.30 \cdot 10^{-6} T^{-0.5}$	[67]
R12	$\text{H} + e^- \rightarrow \text{H}^- + h\nu$	$8.76 \cdot 10^{-18} T^{0.64} e^{-9.2/T}$	[67]
R13a,b	$\text{H} + \text{H}_2^+ \rightleftharpoons \text{H}_2 + \text{H}^+$	$6.40 \cdot 10^{-10}$	[67]
R14	$\text{H}_2^+ + e^- \rightarrow \text{H} + \text{H}$	$1.86 \cdot 10^{-7} T^{-0.43}$	[17]
R15	$\text{H}_3^+ + e^- \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}$	$1.38 \cdot 10^{-7} T^{-0.3}$	[17]
R16	$\text{H}_3^+ + e^- \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{H}$	$4.15 \cdot 10^{-7} T^{-0.3}$	[17]
R17	$\text{H}_2^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_3^+ + \text{H}$	$2.08 \cdot 10^{-9}$	[67]
R18	$\text{H}^- + \text{H}_3^+ \rightarrow \text{H} + \text{H}_2 + \text{H}$	$1.30 \cdot 10^{-6} T^{-0.5}$	[67]
R19	$\text{H}^+ + \text{H} \rightarrow \text{H}_2^+ + h\nu$	$2.34 \cdot 10^{-22} T^{1.49} e^{-228/T}$	[67]
R20	$\text{H}_2^+ + \text{He} \rightarrow \text{HeH}^+ + \text{H}$	$1.30 \cdot 10^{-10}$	[67]
R21	$\text{H}_2 + \text{HeH}^+ \rightarrow \text{He} + \text{H}_3^+$	$1.50 \cdot 10^{-9}$	[67]
R22	$\text{H} + \text{HeH}^+ \rightarrow \text{He} + \text{H}_2^+$	$9.10 \cdot 10^{-10}$	[67]
R23	$\text{H}_2 + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{H}^+ + e^-$	$5.32 \cdot 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	
R24	$\text{H}_2 + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{H}$	$5.32 \cdot 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	
R25	$\text{H} + h\nu \rightarrow \text{H}^+ + e^-$	$3.79 \cdot 10^{-5} / (1 + 0.75\tau^{1.7})$	[66]
R26	$\text{He} + h\nu \rightarrow \text{He}^+ + e^-$	$2.21 \cdot 10^{-5} / (1 + 0.01\tau^{1.9})$	
R27	$\text{H}^- + h\nu \rightarrow \text{H} + e^-$	$3.79 \cdot 10^{-5} / (1 + 0.75\tau^{1.7})$	
R28	$\text{H}_2^+ + h\nu \rightarrow \text{H}^+ + \text{H}$	$5.32 \cdot 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	
R29	$\text{H}_3^+ + h\nu \rightarrow \text{H}_2^+ + \text{H}$	$5.32 \cdot 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	
R30	$\text{H}_3^+ + h\nu \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}^+$	$5.32 \cdot 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	

Таблица 1.1. Сетка реакций водородно-гелиевой химии. Константа скорости для трехчастичной реакции R5 имеет размерность $\text{см}^6/\text{с}$, для фотопроецессов (R23–R30) — с^{-1} , а для всех остальных реакций — $\text{см}^3/\text{с}$.

для всех продуктов реакции. Для электронов e^- отдельное уравнение в (1.10) не используется, поскольку их концентрация может быть найдена из условия квазинейтральности плазмы,

$$n_e = \sum_s Z_s n_s, \quad (1.14)$$

где Z_s — зарядовое число компоненты сорта s . В некоторых реакциях (см. Таблицу 1.1) в качестве реагента В выступают протоны космических лучей или фотоны. В этом случае вместо выражений (1.12) и (1.13) имеем соответственно,

$$L(A) = L(A) + k, \quad K(C) = K(C) + kn(A), \quad \dots \quad (1.15)$$

Пробегаая по всей сетке реакций, получим полное значение функции источника.

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (1.10) химической кинетики является жесткой, поскольку константы реакций могут сильно отличаться между собой. Поэтому для ее численного решения необходимо вычислять матрицу Якоби

$$J_{rs} = \frac{\partial}{\partial n_s} (K_r - L_r n_r). \quad (1.16)$$

В нашем численном коде она также генерируется автоматически по заданной сетке реакций в виде функции на языке программирования C++. Алгоритм генерации вполне аналогичен тому, как генерируются функции правых частей уравнений (1.10). При этом нужно учесть соотношение

$$\frac{\partial n_e}{\partial n_s} = Z_s. \quad (1.17)$$

Коэффициенты скорости k каждой реакции вычисляются на основе

данных из базы UMIST. Константа реакции зависит от параметров α , β , γ , температуры газа T , а также от типа реакции. В рассматриваемой выборке для водородно-гелиевой оболочки возможны несколько вариантов расчета коэффициента в зависимости от типа процесса. Для процессов с участием протонов космических лучей константа реакции $k = \alpha$. Для фотопроцессов, вызванных жестким космическим излучением, имеем формулу:

$$k = \alpha \left(\frac{T}{300 \text{ K}} \right)^\beta \frac{\gamma}{1 - \omega}, \quad (1.18)$$

где величина ω определяет альбедо пылинок в дальнем ультрафиолете. Для фотопроцессов, вызванных межзвездным полем ультрафиолетового излучения, константа реакции

$$k = \alpha \exp(-\gamma A_V), \quad (1.19)$$

где A_V — межзвездное поглощение в видимом диапазоне. Коэффициенты для остальных реакций определяются по формуле:

$$k = \alpha \left(\frac{T}{300 \text{ K}} \right)^\beta \exp(-\gamma/T). \quad (1.20)$$

1.2.1. Водородно-гелиевая химия

Для решения уравнений химической кинетики (1.10) необходимо задать начальные условия для концентраций n_s . Расчеты, проведенные в рамках аэрономических моделей [?], показывают, что наиболее значимыми компонентами протяженной оболочки горячих юпитеров являются атомарный водород H, ионизованный водород H^+ , молекулярный водород H_2 , атомарный гелий He и однократно ионизованный гелий He^+ . Оставшиеся компоненты H^- , H_2^+ , H_3^+ и HeH^+ дают очень малый вклад в полную концентрацию. Поэтому в дальнейшем будем называть их малыми фракциями.

Химический состав водородно-гелиевых оболочек горячих юпитеров удобно характеризовать параметром $\chi = [\text{He}/\text{H}]$, который равен отношению числа ядер гелия к числу ядер водорода. Массовое содержание водорода X и гелия Y можно выразить через этот параметр. Обозначим через $n[\text{H}]$ и $n[\text{He}]$ количества ядер водорода и гелия в единице объема соответственно. Тогда массы ядер водорода и гелия в единице объема

$$\rho[\text{H}] = m_{\text{p}}n[\text{H}], \quad \rho[\text{He}] = 4m_{\text{p}}n[\text{He}], \quad (1.21)$$

где m_{p} — масса протона. С учетом этого

$$\frac{Y}{X} = \frac{\rho[\text{He}]}{\rho[\text{H}]} = 4 \frac{n[\text{He}]}{n[\text{H}]} = 4\chi. \quad (1.22)$$

С другой стороны, в водородно-гелиевой оболочке должно быть $X + Y = 1$.

Отсюда находим

$$X = \frac{1}{1 + 4\chi}, \quad Y = \frac{4\chi}{1 + 4\chi}. \quad (1.23)$$

Введем в рассмотрение степень ионизации атомарного водорода x_1 , степень диссоциации молекулярного водорода x_2 и степень ионизации гелия x_3 ,

$$x_1 = \frac{n(\text{H}^+)}{n(\text{H}^+) + n(\text{H})}, \quad (1.24)$$

$$x_2 = \frac{n(\text{H})}{n(\text{H}) + n(\text{H}_2)}, \quad (1.25)$$

$$x_3 = \frac{n(\text{He}^+)}{n(\text{He}^+) + n(\text{He})}. \quad (1.26)$$

Эти величины лежат в диапазоне от 0 до 1. Причем значению 1 соответствует состояние полной ионизации или диссоциации. Для малых фракций начальные концентрации определим соотношением:

$$n(\text{H}^-) = n(\text{H}_2^+) = n(\text{H}_3^+) = n(\text{HeH}^+) = x_4 n(\text{H}), \quad (1.27)$$

где x_4 — коэффициент пропорциональности. Задавая параметры x_1 , x_2 , x_3 и x_4 , а также химический состав χ , мы можем концентрацию любого компонента n_s выразить через полную концентрацию n вещества.

Выражая массы водорода и гелия в единице объема через концентрации, получим следующее соотношение:

$$\rho[\text{H}] = m_p [n(\text{H}) + n(\text{H}^-) + n(\text{H}^+) + 2n(\text{H}_2) + 2n(\text{H}_2^+) + 3n(\text{H}_3^+) + n(\text{HeH}^+)] = A_1 n \quad (1.28)$$

$$\rho[\text{He}] = 4m_p [n(\text{He}) + n(\text{He}^+) + n(\text{HeH}^+)] = 4m_p n(\text{H}) + 4B_1 m_p n(\text{He}), \quad (1.29)$$

где коэффициенты

$$A_1 = 1 + \frac{x_1}{1-x_1} + 2\frac{1-x_2}{x_2} + 7x_4, \quad B_1 = 1 + \frac{x_3}{1-x_3}. \quad (1.30)$$

С учетом (1.22) отсюда получаем

$$n(\text{He}) = \chi_1 n(\text{H}), \quad (1.31)$$

где

$$\chi_1 = \frac{A_1 \chi - x_4}{B_1}. \quad (1.32)$$

Полная концентрация вещества с учетом концентрации электронов и условия квазинейтральности (1.14) может быть записана в виде

$$n = \sum_s (1 + Z_s) n_s. \quad (1.33)$$

Раскрывая эту сумму, получим следующее выражение:

$$n = A_2 n(\text{H}) + B_2 n(\text{He}), \quad (1.34)$$

где

$$A_2 = 1 + 2\frac{x_1}{1-x_1} + \frac{1-x_2}{x_2} + 6x_4, \quad B_2 = 1 + 2\frac{x_3}{1-x_3}. \quad (1.35)$$

Отсюда и из (1.31) можно выразить концентрацию атомов водорода через полную концентрацию,

$$n(\text{H}) = \frac{1}{A_2 + \chi_1 B_2} n. \quad (1.36)$$

Остальные концентрации определяются с помощью формул (1.31), (1.24)–(1.27).

1.2.2. Фотопроцессы

Константы скорости реакций фотоионизации и фотодиссоциации (реакции R.23–R.26) необходимо рассчитывать с учетом спектра излучения звезды, расположения планеты и соответствующих сечений взаимодействия. Нами были проделаны эти вычисления для H_2 , H и He в условиях излучения спокойного Солнца. Скорости фотоионизации (фотодиссоциации) определяются выражением:

$$k_{\text{ph}} = \int_0^{\lambda_0} \sigma(\lambda) f_{\lambda} e^{-\tau(\lambda)} d\lambda, \quad (1.37)$$

где λ — длина волны, f_{λ} — поток ионизирующего излучения (количество фотонов $\cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$), λ_0 — длина волны, соответствующая порогу ионизации (диссоциации), $\sigma(\lambda)$ — сечение взаимодействия, $\tau(\lambda)$ — оптическая толщина.

Поскольку в дальнейшем предполагается использовать описываемую одномерную численную модель в качестве инструмента генерации начальных условий для атмосферы горячего юпитера в трехмерном численном коде, то желательно аппроксимировать интеграл (1.37) удобной аналити-

ческой формулой. Для этого необходимо в подынтегральном выражении выделить один свободный параметр.

Введем полное эффективное сечение $\bar{\sigma}(\lambda)$ с помощью соотношения

$$\tau(\lambda) = \int dr \sum_{\alpha'} \sigma_{\alpha'}(\lambda) n_{\alpha'} = \int dr \bar{\sigma}(\lambda) \sum_{\alpha'} n_{\alpha'}. \quad (1.38)$$

Здесь интеграл берется вдоль луча от звезды до данной точки в атмосфере планеты. Индекс α' соответствует компонентам, участвующим в фотопроцессах. При вычислении полного эффективного сечения концентрациями H^- , H_2^+ и H_3^+ можно пренебречь, поскольку они малы по сравнению с концентрациями атомов водорода и гелия. Концентрацию H_2 также можно не учитывать, поскольку эти молекулы образуются в самых глубоких слоях атмосферы, где оптическая толщина и так уже велика. В результате приходим к выражению:

$$\bar{\sigma}(\lambda) \approx \frac{\sigma_{\text{H}}(\lambda) n_{\text{H}} + \sigma_{\text{He}}(\lambda) n_{\text{He}}}{n_{\text{H}} + n_{\text{He}}}. \quad (1.39)$$

Между водородом и гелием химического взаимодействия практически не происходит. Они образуют только молекулы гидрида гелия HeH^+ , концентрация которых мала. Поэтому можно считать, что заданный в начальный момент времени однородный химический состав будет оставаться почти однородным и в последующие моменты времени. В химически однородной водородно-гелиевой атмосфере удобно ввести параметр χ , равный отношению числа ядер гелия к числу ядер водорода, $\chi = [\text{He}/\text{H}]$. Это позволяет выразить полное эффективное сечение в виде

$$\bar{\sigma}(\lambda) \approx \frac{\sigma_{\text{H}}(\lambda) + \chi \sigma_{\text{He}}(\lambda)}{1 + \chi}. \quad (1.40)$$

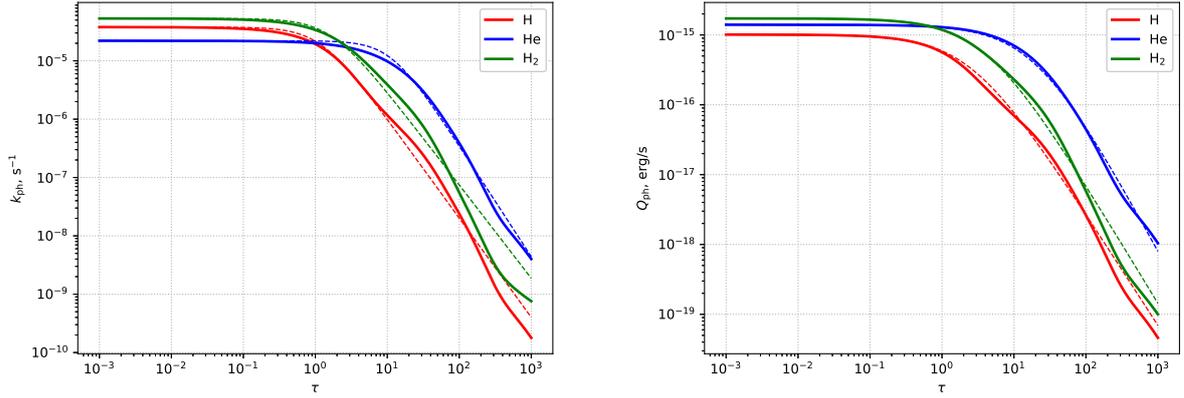


Рис. 1.1. Константы скорости реакций фотоионизации и фотодиссоциации k_{ph} (слева) и соответствующие величины энергии излучения Q_{ph} , поглощаемые средой в единицу времени в расчете на один атом (справа). Сплошными линиями показаны зависимости k_{ph} и Q_{ph} от оптической толщины τ , рассчитанные по формулам (1.37) и (1.44) для горячей планеты, находящейся на расстоянии 0.05 а.е. от родительской звезды. Пунктирными линиями показаны соответствующие аналитические аппроксимации.

Для оптической толщины находим

$$\tau(\lambda) = \frac{\bar{\sigma}(\lambda)}{\sigma_{\text{XUV}}} \tau, \quad \tau = \sigma_{\text{XUV}} \int n_{\text{n}} dr, \quad (1.41)$$

где коэффициент $\sigma_{\text{XUV}} = 6.3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, а n_{n} — концентрация нейтралов.

Численно рассчитанные по формуле (1.37) зависимости констант скорости k_{ph} реакций фотоионизации водорода и гелия, а также фотодиссоциации молекулярного водорода от оптической толщины τ представлены сплошными линиями на левой панели рис. 1.1. Сечения взаимодействия $\sigma(\lambda)$ взяты из работы [68]. Для расчета использовался входящий поток излучения f_{λ} для спокойного Солнца [69], пересчитанный на расстояние от звезды 0.05 а.е., соответствующее положению типичного горячего юпитера. Полученные зависимости $k_{\text{ph}}(\tau)$ аппроксимировались аналитическим выражением

$$k_{\text{кр}} = \frac{k_0}{1 + \alpha \tau^{\beta}}, \quad (1.42)$$

где k_0 — значение константы, соответствующее входящему потоку излуче-

ния, α , β — параметры, зависящие от химического состава χ . Для случая $\chi = 0.05$ полученные значения этих параметров используются в таблице 1.1 (реакции R23–R26). Полученные аналитические аппроксимации зависимостей $k_{\text{ph}}(\tau)$ представлены на рис. 1.1 пунктирными линиями.

Заметим, что поскольку мы учитывали наличие атомов гелия, то для процесса фотоионизации атомарного водорода (реакция R25) полученное нами значение константы не совпадает с результатом из работы [66]. Найденные значения констант скорости можно использовать и для описания оставшихся фотопроцессов (R27–R30). Для учета реакции R27 можно взять константу фотоионизации атомарного водорода (реакция R25). Для описания реакций R29–R30 можно брать константу фотодиссоциации молекулярного водорода (реакция R23). Такой выбор констант можно обосновать тем, что в базе данных UMIST [67] для этих реакций значения констант задаются по такому же принципу.

1.3. Нагрев и охлаждение

1.3.1. Нагрев

Основным источником нагрева верхней атмосферы горячих экзопланет-гигантов является поглощение жесткого УФ излучения родительской звезды. Функция нагрева обусловлена всеми процессами фотоионизации и фотодиссоциации. Для данного фотопроцесса можно написать

$$\Gamma_{\text{ph}} = n \int_0^{\lambda_0} \sigma(\lambda) f_{\lambda} e^{-\tau(\lambda)} (h\nu - h\nu_0) d\lambda = n (Q_{\text{ph}} - h\nu_0 k_{\text{ph}}), \quad (1.43)$$

где n — концентрация реагента, участвующего в фотопроцессе, h — постоянная Планка, $\nu = c/\lambda$ — частота излучения, ν_0 — частота ионизации. Величина Q_{ph} представляет собой полную энергию излучения, поглощаемую средой в единицу времени, рассчитанную на 1 атом (измеряется в

Компонент	Q_0	α	β
H	$1.01 \cdot 10^{-15}$	0.40	1.6
He	$1.40 \cdot 10^{-15}$	0.05	1.9
H ₂	$1.72 \cdot 10^{-15}$	0.25	1.7

Таблица 1.2. Коэффициенты аппроксимационной формулы (1.45) для поглощаемой энергии излучения Q_{ph} в процессах фотоионизации и фотодиссоциации.

единицах эрг/с),

$$Q_{\text{ph}} = \int_0^{\lambda_0} \sigma(\lambda) f_{\lambda} e^{-\tau(\lambda)} h\nu d\lambda. \quad (1.44)$$

Второе слагаемое $h\nu_0 k_{\text{ph}}$ в круглых скобках в правой части (1.43) определяет энергию излучения, идущую на ионизацию среды в единицу времени, рассчитанную на 1 атом (измеряется в единицах эрг/с).

Темп ионизации k_{ph} и поглощаемая энергия излучения Q_{ph} зависят от оптической толщины τ . Для k_{ph} эти зависимости обсуждались выше. Аналогичные вычисления были нами проделаны и для величин Q_{ph} . Численно рассчитанные с помощью формулы (1.44) зависимости $Q_{\text{ph}}(\tau)$ для реакций фотоионизации водорода и гелия, а также фотодиссоциации молекулярного водорода представлены сплошными линиями на правой панели рис. 1.1. Эти зависимости аппроксимировались аналитическим выражением [66]

$$Q_{\text{ph}} = \frac{Q_0}{(1 + \alpha\tau)^{\beta}}, \quad (1.45)$$

где Q_0 — значение, соответствующее входящему потоку излучения, α , β — параметры, зависящие от химического состава χ . Для случая $\chi = 0.05$ найденные значения этих параметров приведены в таблице 2.2.

Полная функция нагрева определяется суммированием частных функций (1.43) по всем фотопроцессам. При расчете этой функции мы учитывали только процессы фотоионизации атомов водорода и гелия (ре-

акции R25 и R26), а также процессы фотодиссоциации (реакции R23 и R24), поскольку остальные процессы (реакции R27–R30) не дают какого-либо заметного вклада в тепловой баланс атмосферы. Важный вклад в функцию нагрева могут вносить надтепловые фотоэлектроны. Для реакций фотоионизации в первом приближении их можно учесть с помощью соответствующего фактора,

$$\Gamma_{\text{ph}} \rightarrow \eta_{\text{ph}} \Gamma_{\text{ph}}, \quad (1.46)$$

где η_{ph} — эффективность нагрева фотоэлектронами, которая составляет величину порядка 20%–30% [13]. Для реакций фотодиссоциации этот коэффициент следует положить равным 1.

Эффекты нагрева атмосферы, обусловленные химическими реакциями, а также диссоциацией молекулярного водорода, не играют существенной роли и поэтому нами не учитывались.

1.3.2. Охлаждение

Охлаждение верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов осуществляется за счет нескольких механизмов. Каждому отдельному механизму соответствует своя функция охлаждения. Полная функция охлаждения Λ определяется суммой всех частных функций. Можно выделить механизмы, обусловленные следующими процессами: 1) столкновения электронов и ионов; 2) столкновения электронов с нейтралами; 3) излучение молекул. Рассмотрим эти механизмы охлаждения подробнее.

При расчете функции охлаждения, обусловленной процессами столкновения электронов с ионами можно ограничиться учетом только ионов водорода H^+ . Такое охлаждение осуществляется за счет излучения в непрерывном спектре вследствие свободно-свободных переходов (тормозное излучение электрона в поле протона). Соответствующая функция охлажде-

ния определяется выражением [71]

$$\Lambda_{\text{ff}} = 1.4 \cdot 10^{-27} T^{0.5} n_e n_{\text{H}^+}. \quad (1.47)$$

Другим процессом подобного рода является охлаждение за счет рекомбинационного излучения (например, реакция фоторекомбинации водорода R7). Соответствующая функция охлаждения может быть описана выражением [72]

$$\Lambda_{\text{rec}} = 2.8 \cdot 10^{-26} T^{0.25} n_e n_{\text{H}^+}. \quad (1.48)$$

К основным механизмам охлаждения с участием нейтральных частиц можно отнести излучение в линиях, а также ионизацию электронным ударом. В первом случае в водородно-гелиевой атмосфере можно учитывать только атомы водорода. Для функции охлаждения можно написать выражение:

$$\Lambda_{\text{lin}} = n_e n_{\text{H}} L_e(\text{H}, T). \quad (1.49)$$

Функция $L_e(\text{H}, T)$ в табличном виде приведена в работе [73]. Если учитывать только излучение в линии $\text{Ly}\alpha$, то можно получить более простое выражение [74]

$$L_e(\text{H}, T) = 7.3 \cdot 10^{-19} e^{-118400/T}. \quad (1.50)$$

Охлаждение за счет ионизации электронным ударом можно описать следующей функцией:

$$\Lambda_{\text{ion}} = n_e n_{\text{H}} \overline{\sigma v} E_{\text{ion}}, \quad (1.51)$$

где $E_{\text{ion}} = 13.6$ эВ — энергия ионизации атома водорода, v — скорость электрона, σ — сечение столкновения. Усреднение (черта сверху) осуществляется по функции распределения электронов по скоростям. Для усредненной величины $\overline{\sigma v}$ можно использовать аппроксимацию (уравнение (11.1) в монографии [72]), справедливую в широком диапазоне температур.

Еще одним важным механизмом охлаждения в водородно-гелиевых

атмосферах горячих экзопланет-гигантов является излучение молекул H_3^+ . Оно осуществляется в ИК диапазоне и поэтому такие фотоны не поглощаются в планетной оболочке. Обозначим через $L_{\text{rad}}(\text{H}_3^+, T)$ полную энергию, излучаемую одной молекулой H_3^+ в единицу времени (эрг/с). В результате для функции охлаждения можно написать

$$\Lambda_{\text{rad}} = n_{\text{H}_3^+} L_{\text{rad}}(\text{H}_3^+, T). \quad (1.52)$$

Удобные для численных расчетов аналитические аппроксимации функции $L_{\text{rad}}(\text{H}_3^+, T)$ для довольно широкого интервала температур можно найти в работе [75].

В движущейся среде полный тепловой баланс определяется не только функциями охлаждения, описанными в разделе ???. Как видно из уравнения энергии (1.3), для этого необходимо учесть адвекцию (второе слагаемое в левой части) и адиабатическое охлаждение (третье слагаемое в левой части). Поэтому для удобства анализа теплового баланса можно определить еще две функции охлаждения:

$$\Lambda_{\text{advec}} = -\rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial r}, \quad (1.53)$$

$$\Lambda_{\text{adiab}} = -P \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v). \quad (1.54)$$

Заметим, что эти величины, вообще говоря, могут принимать как положительные значения (охлаждение), так и отрицательные (нагрев).

Полная функция охлаждения в нашей численной модели определяется суммой всех частных функций:

$$\Lambda = \Lambda_{\text{ff}} + \Lambda_{\text{rec}} + \Lambda_{\text{lin}} + \Lambda_{\text{ion}} + \Lambda_{\text{rad}} + \Lambda_{\text{advec}} + \Lambda_{\text{adiab}}. \quad (1.55)$$

1.4. Дополнительные эффекты

1.4.1. Приливная сила

В неинерциальной системе отсчета, вращающейся вместе с двойной системой «звезда-планета» с угловой скоростью $\mathbf{\Omega}$, поле потенциальных сил в точке \mathbf{r} описывается потенциалом Роша (см., например, [76])

$$\Phi = -\frac{GM_{\text{pl}}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{pl}}|} - \frac{GM_{\text{st}}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{st}}|} - \frac{1}{2} [\mathbf{\Omega} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_c)]^2, \quad (1.56)$$

где M_{st} — масса звезды, а векторы \mathbf{r}_{pl} , \mathbf{r}_{st} , \mathbf{r}_c определяют положения центра планеты, центра звезды и центра масс соответственно. Абсолютная величина угловой скорости $\Omega = \sqrt{G(M_{\text{pl}} + M_{\text{st}})/A^3}$, где A — большая полуось орбиты планеты. Рассмотрим сферическую систему координат (r, θ, φ) с началом в центре планеты. Будем считать, что центр звезды располагается в точке с координатами $r = A$, $\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$. Тогда выражение для потенциала Роша примет следующий вид:

$$\Phi = -\frac{GM_{\text{pl}}}{r} - \frac{GM_{\text{st}}}{\sqrt{r^2 + A^2 - 2A \sin \theta \cos \varphi}} - \frac{\Omega^2}{2} (r^2 \sin^2 \theta + r_c^2 - 2rr_c \sin \theta \cos \varphi), \quad (1.57)$$

Радиальная компонента удельной силы, действующей на элемент атмосферы, будет определяться радиальной компонентой градиента потенциала Роша,

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial r} = -\frac{GM_{\text{pl}}}{r^2} + f_{\text{tidal}}, \quad (1.58)$$

При этом приливная сила оказывается равной

$$f_{\text{tidal}} = -\frac{GM_{\text{st}}(r - A \sin \theta \cos \varphi)}{(r^2 + A^2 - 2Ar \sin \theta \cos \varphi)^{3/2}} + \frac{G(M_{\text{pl}} + M_{\text{st}})}{A^3} \sin \theta \left(r \sin \theta - \frac{AM_{\text{st}}}{M_{\text{pl}} + M_{\text{st}}} \cos \varphi \right). \quad (1.59)$$

Для горячих юпитеров типичное значение отношения масс $M_{\text{pl}}/M_{\text{st}} \approx 10^{-3}$. Поэтому в последнем слагаемом правой части (1.59) можно пренебречь массой планеты по сравнению с массой звезды. Кроме того, в аэродинамической модели величину r/A можно считать малой. Разлагая правую часть (1.59) в ряд по степеням r/A и ограничиваясь линейным членом, находим

$$f_{\text{tidal}} = \frac{GM_{\text{st}}}{A^3} r (3 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi - \cos^2 \theta). \quad (1.60)$$

В приводимых ниже расчетах мы рассматривали структуру атмосферы в направлении на центр звезды (подзвездная точка). Такому направлению соответствуют углы $\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$. Выражение для приливной силы в этом случае упрощается и принимает вид:

$$f_{\text{tidal}} = \frac{3GM_{\text{st}}r}{A^3}. \quad (1.61)$$

В точках, расположенных с противоположной стороны планеты (ночная сторона), приливная сила определяется тем же выражением (1.61). На линии орбиты $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$, $3\pi/2$ приливная сила оказывается равной нулю. Вдоль оси вращения планеты $f_{\text{tidal}} < 0$. В этом случае действие приливной силы будет приводить к замедлению планетного ветра.

Точность такого приближения можно оценить, сравнивая положения соответствующих внутренних точек Лагранжа L_1 . Для горячего юпитера HD 209458b точка L_1 расположена на расстоянии $r_1 = 0.058A$ от центра

планеты. Из приближенной формулы (1.61) для приливной силы получаем

$$r_1 = A \left(\frac{1}{3} \frac{M_{\text{pl}}}{M_{\text{st}}} \right)^{1/3} = 0.056A, \quad (1.62)$$

что дает погрешность порядка 9%.

1.4.2. Диффузия

На этапе учета диффузии задача сводится к решению уравнения

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_\alpha w_\alpha). \quad (1.63)$$

Диффузионная скорость определяется следующим выражением (см., например, [109])

$$w_\alpha = D_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial r} \ln \frac{n_\alpha}{n} + \left(1 - \frac{m_\alpha}{m} \right) \frac{\partial}{\partial r} \ln P + \alpha_{T,\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \ln T \right] + K_E \frac{\partial}{\partial r} \ln \frac{n_\alpha}{n}, \quad (1.64)$$

где D_α — коэффициент молекулярной диффузии, $\alpha_{T,\alpha}$ — коэффициент термодиффузии, K_E — коэффициент турбулентной (eddy) диффузии, n — полная концентрация газа, m_α — масса частицы сорта α , m — средняя молекулярная масса смеси. С учетом уравнения состояния $P = k_B n T$ удобно это соотношение переписать в виде

$$w_\alpha = \eta_\alpha \frac{\partial}{\partial r} \ln n_\alpha + u_\alpha, \quad (1.65)$$

где

$$\eta_\alpha = D_\alpha + K_E, \quad (1.66)$$

$$u_\alpha = D_\alpha \left(1 - \frac{m_\alpha}{m} + \alpha_{T,\alpha} \right) \frac{\partial}{\partial r} \ln T - \left(\frac{m_\alpha}{m} D_\alpha + K_E \right) \frac{\partial}{\partial r} \ln n. \quad (1.67)$$

Коэффициенты молекулярной диффузии определяются парными столкновениями частиц. Если обозначить через $D_{\alpha\beta}$ соответствующий коэф-

коэффициент для пары частиц сорта α и β , то полный коэффициент диффузии можно найти с помощью усреднения по смеси [110],

$$\frac{1}{D_\alpha} = \frac{1}{n} \sum_{\beta \neq \alpha} \frac{n_\beta}{D_{\alpha\beta}}. \quad (1.68)$$

Коэффициенты диффузии $D_{\alpha\beta}$ определяются отдельными выражениями для каждого типа парных столкновений.

Для аппроксимации столкновений нейтралов с нейтралами в [110] на основе общего выражения (15.22) в предположении, что сталкиваются сферы, отличающиеся от жестких сфер, для парного коэффициента диффузии (в единицах $\text{см}^2 \text{с}^{-1}$) получено выражение вида:

$$D_{\alpha\beta} = 1.96 \cdot 10^6 \left(\frac{1}{m_\alpha} + \frac{1}{m_\beta} \right)^{1/2} \frac{T^{1/2}}{n}. \quad (1.69)$$

Для аппроксимации коэффициентов диффузии для случая столкновений ионов с нейтралами в работе [111] приводится формула:

$$D_{\alpha\beta} = 4.13 \cdot 10^{-8} \frac{1}{\sqrt{\gamma_n Z_i^2}} \left(\frac{1}{m_\alpha} + \frac{1}{m_\beta} \right)^{1/2} \frac{T}{n}, \quad (1.70)$$

где Z_i — зарядовое число иона, а коэффициент γ_n описывает поляризуемость нейтрального атома или молекулы. Эта величина для различных нейтральных частиц изменяется незначительно и приблизительно равна 10^{-24} см^3 (см. табл. 4.1 в [112]). Для атома водорода, атома гелия и молекулы водорода значения этого коэффициента приведены в таблице 1.1. В случае столкновений ионов с ионами в работе [111] для коэффициентов диффузии предложено использовать выражение

$$D_{\alpha\beta} = 1.29 \cdot 10^{-3} \frac{1}{Z_\alpha^2 Z_\beta^2 \ln \Lambda_K} \left(\frac{1}{m_\alpha} + \frac{1}{m_\beta} \right)^{1/2} \frac{T^{5/2}}{n}, \quad (1.71)$$

Компонент	$\gamma_n, 10^{-24} \text{ см}^3$	A_α	β_α
H	0.67	379	0.69
He	0.21	223	0.77
H ₂	0.82	299	0.69

Таблица 1.3. Некоторые коэффициенты, используемые для описания процессов, связанных с нейтральными частицами. Параметр γ_n характеризует поляризуемость нейтральной частицы (см^3). Коэффициенты A_α и β_α определяют аппроксимацию (1.78) коэффициента теплопроводности λ ($\text{эрг см}^{-1} \text{с}^{-1} \text{К}^{-1}$) для нейтральных частиц.

где $\ln \Lambda_K$ — кулоновский логарифм,

$$\Lambda_K = 1.26 \cdot 10^4 \left(\frac{T^3}{n_e} \right)^{1/2}. \quad (1.72)$$

Коэффициенты термодиффузии для нейтральных частиц были взяты равными $\alpha_T = -0.38$, а для частиц всех остальных сортов $\alpha_T = 0$ [110]. Значение коэффициента турбулентной диффузии в нашей модели верхней атмосферы горячего юпитера принималось равным постоянному значению $K_E = 10^8 \text{ см}^2/\text{с}$ [107].

Для численного решения уравнения диффузии (1.63) в нашей модели использовалась неявная абсолютно устойчивая разностная схема [113]. Поскольку при этом получается система нелинейных алгебраических уравнений, то для реализации схемы организуется итерационный процесс. Расчет продолжается до сходимости итерационного процесса. Возникающие на каждом шаге итераций системы линейных алгебраических уравнений решаются методом скалярной прогонки. При этом мы используем потоковый вариант прогонки [114], который дает более точное решение в случае жестких задач диффузии.

Следует заметить, что диффузионное приближение остается справедливым, если скорость диффузии w_α не слишком высока. Однако во внешних частях гидростатической атмосферы, модель которой мы используем в

начальных условиях, значения коэффициентов диффузии могут получиться очень большие. Поэтому в нашей модели использовались ограничения скорости диффузии следующего вида:

$$\left| \eta_\alpha \frac{\partial n_\alpha}{\partial r} \right| \leq n_\alpha w_{\max}, \quad |u_\alpha| \leq w_{\max}, \quad (1.73)$$

где w_{\max} — параметр ограничителя. В расчетах мы задавали w_{\max} равным 10% скорости звука. В качестве граничных условий использовались условия отсутствия диффузионного потока $n_\alpha w_\alpha$ на внутренней $r = r_{\min}$ и внешней $r = r_{\max}$ границах.

1.4.3. Теплопроводность

Учет теплопроводности на отдельном этапе алгоритма сводится к решению уравнения для температуры

$$\rho c_V \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (1.74)$$

где величина

$$c_V = \frac{k_B}{(\gamma - 1) \mu m_p} \quad (1.75)$$

представляет собой удельную теплоемкость идеального газа при постоянном объеме. На этапе решения задачи теплопроводности предполагается, что все величины, за исключением температуры T , не изменяются со временем.

Для ионной теплопроводности в нашей модели используются следующие выражения [110]:

$$\lambda_{\alpha'} = 7.37 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{m_p}{m_{\alpha'}}} T^{5/2}, \quad (1.76)$$

$$\lambda_i = \frac{1}{n_i} \sum_{\alpha'} n_{\alpha'} \lambda_{\alpha'}, \quad (1.77)$$

где n_i — концентрация ионов, а суммирование проводится по всем сортам ионов α' . Для теплопроводности, обусловленной нейтралами, используются выражения [107]:

$$\lambda_{\alpha''} = A_{\alpha''} T^{\beta_{\alpha''}}, \quad (1.78)$$

$$\lambda_n = \frac{1}{n_n} \sum_{\alpha''} n_{\alpha''} \lambda_{\alpha''}, \quad (1.79)$$

где n_n — концентрация нейтралов, а суммирование проводится по всем сортам нейтральных частиц α'' . Значения аппроксимационных коэффициентов $A_{\alpha''}$ и $\beta_{\alpha''}$ приведены в табл. 1.1. Для электронной теплопроводности мы используем выражение [110]

$$\lambda_e = 1.2 \cdot 10^{-6} T^{5/2}. \quad (1.80)$$

Заметим, что здесь не учитываются столкновения электронов с нейтралами, поскольку такая поправка проявляет себя только при очень низких степенях ионизации. Полный коэффициент молекулярной теплопроводности определяется выражением

$$\lambda = \lambda_n + \lambda_i + \lambda_e. \quad (1.81)$$

Также, как и для уравнения диффузии, для численного решения уравнения теплопроводности (1.74) используется неявная абсолютно устойчивая разностная схема [113]. Коэффициент теплопроводности λ зависит от температуры. Поэтому для реализации схемы организуется итерационный процесс, который выполняется до сходимости. На каждом шаге итераций система линейных алгебраических уравнений решается методом скалярной прогонки. При этом используется потоковый вариант прогонки [114], дающий более точное решение.

На внешней границе $r = r_{\max}$ задавалось условие отсутствия теплового потока $\lambda \partial T / \partial r = 0$. На внутренней границе $r = r_{\min}$ необходимо учесть тепловой поток, идущий из недр планеты. Дело в том, что в приближении лучистой теплопроводности полный коэффициент $\lambda = \lambda_{\text{mol}} + \lambda_{\text{rad}}$, где λ_{mol} — коэффициент молекулярной теплопроводности (1.81), а

$$\lambda_{\text{rad}} = \frac{4ac}{3\kappa\rho} T^3 \quad (1.82)$$

определяет лучистую теплопроводность. Здесь a — постоянная Стефана, c — скорость света, κ — удельный коэффициент поглощения, усредненный по Росселанду. Вблизи фотометрической поверхности удельную непрозрачность можно оценить на основе данных, приведенных в работах [115, 116]. В первой работе [115] усредненные значения непрозрачностей были вычислены для околозвездного пространства в диапазоне температур $10^{2.8} - 10^6$ К и давлений $10^{-10} - 10^6$ дин см $^{-2}$. В работе [116], в свою очередь, расчеты коэффициента непрозрачности были произведены для более холодных сред — атмосфер ультрахолодных карликов и планет-гигантов. Диапазон температур в [116], таким образом, составил $10^{1.9} - 10^{3.6}$ К. В этой работе авторы также расширили диапазон по давлению до $10^0 - 10^{8.5}$ дин см $^{-2}$ по сравнению с более ранней работой [117]. Из [115] для солнечного химического состава путем двумерной интерполяции по давлению P и температуре T находим $\kappa = 7.3 \cdot 10^{-3}$ см 2 /г. Значение удельной непрозрачности для наших параметров атмосферы получается равным $\kappa = 3.5 \cdot 10^{-4}$ см 2 /г. С учетом этих значений в верхней атмосфере лучистой теплопроводностью можно пренебречь. Однако в области под фотометрической поверхностью этот процесс играет важную роль и, в частности, определяет наблюдаемую эффективную температуру $T_{\text{atm}} \approx 1000$ К горячего юпитера.

Предположим, что перенос тепла в верхней атмосфере осуществляется только за счет молекулярной теплопроводности, а под фотометрической

поверхностью — только за счет лучистой теплопроводности. Поскольку мы решаем задачу в области верхней атмосферы, то в качестве внутреннего граничного условия необходимо использовать соотношение

$$-\lambda_{\text{mol}} \frac{\partial T}{\partial r} = q_{\text{rad}}, \quad (1.83)$$

где тепловой поток от планеты

$$q_{\text{rad}} = \frac{ac}{4} T_{\text{atm}}^4. \quad (1.84)$$

Однако в данной постановке задачи это условие неудобно тем, что приводит к слишком сильным градиентам температуры вблизи внутренней границы. Поэтому в нашей модели вместо (1.83) используется более мягкое граничное условие, позволяющее сгладить градиент температуры. Введем фиктивный поглощающий слой, толщина Δr которого равна размеру самой внутренней ячейки расчетной сетки. При этом центр этого слоя совпадает с положением внутренней границы $r = r_{\text{min}}$. Тогда, пренебрегая в этом слое молекулярной теплопроводностью λ_{mol} , граничное условие в разностной схеме можно написать как

$$-\lambda_{\text{rad}} \frac{T_{1/2} - T_{-1/2}}{\Delta r} = q_{\text{rad}}, \quad (1.85)$$

где $T_{1/2}$ и $T_{-1/2}$ — значения температуры в соседних ячейках справа и слева от внутренней границы. На каждом шаге p итерационного процесса это условие принимает вид

$$T_{-1/2}^{(p+1)} - T_{1/2}^{(p+1)} = \frac{3}{16} \Delta \tau T_{\text{atm}}^4 \left(T_{1/2}^{(p)} \right)^{-3}, \quad (1.86)$$

где $\Delta \tau = \kappa \rho \Delta r$ — оптическая толщина поглощающего слоя. Для используемых нами параметров верхней атмосферы значения $\Delta \tau$ получаются по-

рядка 10^{-3} – 10^{-2} . Однако с помощью фиктивного поглощающего слоя мы учитываем поток излучения из недр планеты, а не из верхней атмосферы. Поскольку плотность вещества под фотометрической поверхностью может быть существенно выше, то в наших расчетах мы принимали значение $\Delta\tau = 10$.

Заметим, что эффект от использования граничного условия (1.86) проявляется лишь в моделях с достаточно высоким значением давления на внутренней границе. Если это давление низкое, вещество атмосферы полностью прогревается жестким излучением звезды. В этом случае тепловой поток от планеты не будет играть существенной роли. Если давление на внутренней границе достаточно высокое, то поток жесткого излучения от звезды будет поглощаться атмосферой. Поэтому в этом случае без учета теплового потока от планеты мы получили бы на фотометрической поверхности температуру, которая была бы ниже наблюдаемой эффективной температуры.

1.5. Численная модель

Для численного решения уравнений (1.1)–(1.4) в расчетной области $r_{\min} \leq r \leq r_{\max}$ строится сетка узлы которой r_i , $i = 0, \dots, N$ в общем случае могут быть распределены неравномерно. Алгоритм решения состоит из нескольких последовательных этапов, которые возникают в результате применения метода расщепления по физическим процессам. Если известно распределение всех величин в расчетной области в момент времени t^n , то для получения значений в следующий момент времени $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ разложим полную систему уравнений (1.1)–(1.4) на три подсистемы. Каждая подсистема решается затем на отдельном этапе. Заметим, что средний молекулярный вес μ на любом этапе можно вычислить по известным значениям концентраций компонентов n_α с помощью формулы (1.6).

На первом этапе выделяется подсистема, соответствующая много-

компонентной гравитационной гидродинамике. В уравнениях (1.1)–(1.4) не учитываются источники, связанные с химическими процессами и нагревом-охлаждением. Для численного решения этих уравнений мы использовали схему Роу-Эйнфельдта-Ошера [76]. Ее аналог, учитывающий наличие магнитного поля, описан в нашей работе [63]. Разностная схема является монотонной и имеет повышенный порядок аппроксимации (первый порядок по времени и третий по пространству). Условие устойчивости (критерий Куранта-Фридрихса-Леви) обеспечивается ограничением на величину временного шага Δt .

На втором этапе проводится учет химических реакций. Для этого в каждой расчетной ячейке решаются уравнения химической кинетики

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = K_\alpha - n_\alpha L_\alpha \quad (1.87)$$

и находятся новые значения концентраций компонентов n_α . Для решения этой системы обыкновенных дифференциальных уравнений использовался метод, описанный в нашей недавней работе [77].

На третьем этапе учитываются изменения температуры за счет процессов нагрева и охлаждения. Для этого в каждой расчетной ячейке решается уравнение теплового баланса

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \Gamma - \Lambda \quad (1.88)$$

и с учетом уравнения состояния (1.5) находятся новые значения температуры T . Для численного решения уравнения (1.88) использовалась неявная схема в комбинации с методом Ньютона.

В качестве внутренней границы расчетной области следует выбрать фотометрический радиус горячей экзопланеты-гиганта, $r_{\min} = R_{\text{pl}}$. Внешнюю границу мы задавали равной $r_{\max} = 10R_{\text{pl}}$ (раздел 2.1) и $r_{\max} = 5R_{\text{pl}}$ (разделы 2.2 и 2.3).

Поскольку мы решаем, вообще говоря, нестационарную задачу, то необходимо задать начальные значения для всех используемых переменных. Мы предполагали, что в начальный момент времени верхняя атмосфера планеты характеризуется однородным химическим составом, когда массовые содержания компонентов ξ_α остаются постоянными на любом радиусе r . Следовательно, параметр $\chi = [\text{He}/\text{H}]$, равный отношению числа ядер гелия к числу ядер водорода, также остается постоянным в любом выделенном объеме атмосферы. Начальные массовые содержания всех фракций за исключением атомарного водорода H и гелия He задавались в виде очень малых величин. Средний молекулярный вес μ в атмосфере с однородным химическим составом будет одинаковым на любом радиусе r .

Будем считать, что в начальный момент атмосфера находится в гидростатическом равновесии. Если задать некий начальный профиль температуры $T(r)$, то из уравнения гидростатики можно получить следующий начальный профиль давления:

$$P(r) = P_{\text{atm}} \exp \left[-\frac{GM_{\text{pl}}\mu m_{\text{p}}}{k_{\text{B}}} \int_{R_{\text{pl}}}^r \frac{dr}{r^2 T(r)} \right], \quad (1.89)$$

где P_{atm} — давление на фотометрическом радиусе. Отсюда и из уравнения состояния (1.5) можно найти начальный профиль плотности $\rho(r)$.

Граничные условия задавались следующим образом. На фотометрическом радиусе мы фиксировали значение давления $P(R_{\text{pl}}) = P_{\text{atm}}$. Для остальных величин использовались экстраполяции второго порядка по значениям во внутренних ячейках. На внешней границе использовались свободные граничные условия.

Численная модель тестировалась на аналитическом решении, описывающем гидростатическое равновесие изотермической атмосферы с однородным химическим составом. В этом случае источники членов в урав-

нениях (1.3) (нагрев и охлаждение) и (1.4) (химические реакции) не учитывались.

Глава 2. Моделирование верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов

В данном разделе представлены результаты расчетов структуры верхней атмосферы планеты HD 209458b, которая является типичным горячим юпитером. Эта планета имеет массу $M_{\text{pl}} = 0.69M_{\text{J}}$ и фотометрический радиус $R_{\text{pl}} = 1.38R_{\text{J}}$, где M_{J} и R_{J} — масса и радиус Юпитера соответственно. Родительская звезда относится к спектральному классу G0. Поэтому использование в нашей модели параметров спектра Солнца для расчета скорости фотопроцессов является вполне оправданным. Большая полуось орбиты составляет величину $10.2R_{\odot}$ и соответствует периоду обращения вокруг звезды 84.6 часов.

В качестве параметра модели задавалось значение давления на фотометрическом радиусе P_{atm} . Для удобства эту величину мы представляли в следующем виде: $P_{\text{atm}} = k_{\text{B}}n_{\text{atm}}T_{\text{atm}}$, где температура фиксировалась значением $T_{\text{atm}} = 1200$ К, а значение концентрации n_{atm} варьировалась. Расчеты проводились для нескольких вариантов: $n_{\text{atm}} = 10^{11}$ см⁻³ (модель a1), $n_{\text{atm}} = 10^{12}$ см⁻³ (модель a2), $n_{\text{atm}} = 10^{13}$ см⁻³ (модель a3) и $n_{\text{atm}} = 10^{14}$ см⁻³ (модель a4). Химический состав атмосферы, характеризующийся параметром χ (отношение числа ядер гелия к числу ядер водорода) во всех моделях принимался равным 0.05, что соответствует массовому содержанию водорода 0.83 и гелия 0.17. Расчеты проводились до тех пор, пока не удовлетворится критерий установления, который мы определяли по изменению значения скорости газа на внешней границе.

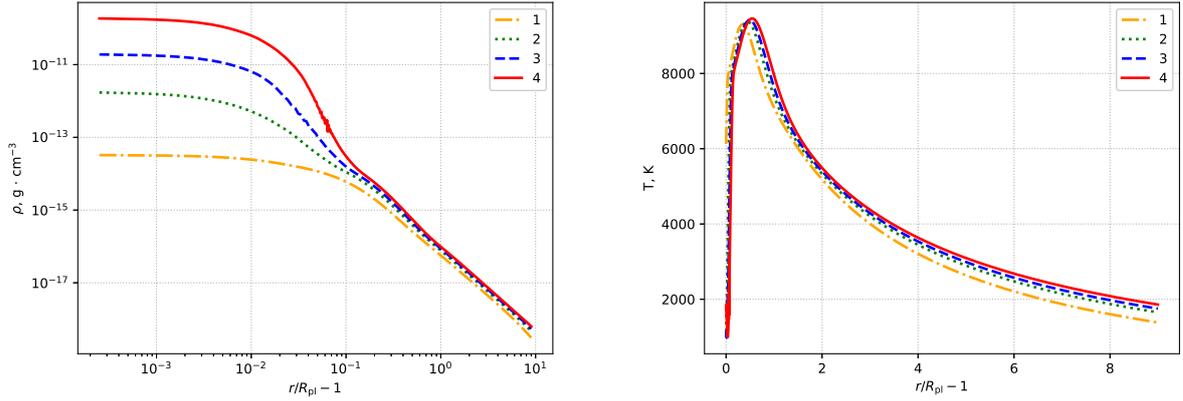


Рис. 2.1. Профили плотности (слева) и температуры (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для различных вариантов расчета (модели a1–a4).

2.1. Моделирование водородно-гелиевых атмосфер экзопланет для спектра спокойного Солнца

2.1.1. Горячие юпитеры

На рис. 2.1 представлены профили плотности $\rho(r)$ (слева) и температуры $T(r)$ (справа). По оси абсцисс отложена высота (расстояние от фотометрического радиуса), выраженная в радиусах планеты R_{pl} . Такое представление абсциссы (особенно в логарифмическом масштабе) позволяет более детально исследовать структуру самых глубоких слоев атмосферы, расположенных непосредственно вблизи внутренней границы (фотометрический радиус). Наиболее глубокие слои атмосферы (толщина менее $0.05R_{\text{pl}}$) характеризуются высокой плотностью и относительно низкой температурой. Температура этих слоев оказывается порядка 1000 К. С увеличением радиуса r температура начинает резко возрастать из-за эффективного нагрева жестким излучением звезды и примерно на высоте $0.5R_{\text{pl}}$ достигает максимального значения около 9400 К (см. таблицу 2.1).

В этой области происходит формирование гидродинамического истечения атмосферы (планетный ветер), в котором плотность, давление и

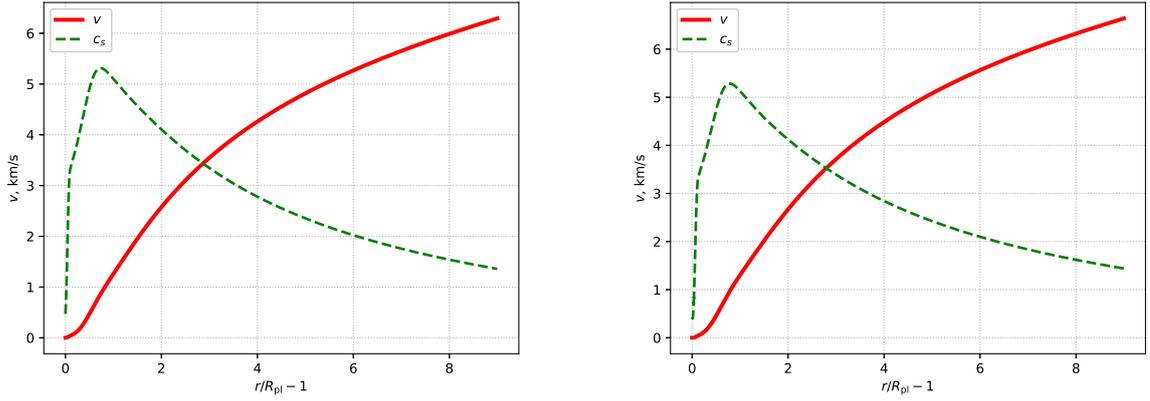


Рис. 2.2. Профили скорости газа v (сплошные линии) и скорости звука c_s (пунктирные линии) в верхней атмосфере горячего юпитера для модели a2 (слева) и a3 (справа).

температура монотонно падают с увеличением расстояния, а скорость, наоборот, монотонно возрастает. За счет процессов фотохимии жесткое излучение родительской звезды поглощается веществом атмосферы и преобразуется в его кинетическую энергию. Формирующееся течение является трансзвуковым. На рис. 2.2 показаны профили скорости газа v (сплошные линии) и скорости звука $c_s = \sqrt{\gamma P/\rho}$ (пунктирные линии) для двух моделей. Звуковая точка, в которой выполняется условие $v = c_s$ расположена на расстоянии примерно $r_s = 4R_{\text{pl}}$ от центра планеты. Более точные значения r_s приведены в таблице 2.1. До этой точки течения является дозвуковым, а после нее — сверхзвуковым. Характерные скорости на внешней границе ($r = 10R_{\text{pl}}$) оказывались порядка 6 – 7 км/с.

Скорости фотопроцессов в верхней атмосфере горячего юпитера определяются оптической толщиной τ (уравнение (1.41)), которая, в свою очередь, определяется распределением нейтралов. Профили оптической толщины для различных моделей представлены на левой панели рис. 2.3. Значение $\tau = 1$ достигается примерно на высоте $0.6R_{\text{pl}}$. У фотометрической поверхности оптическая толщина оказывается величиной порядка 10^2 – 10^4 . Профили степени ионизации x_{ion} (отношение плотности ионов к полной

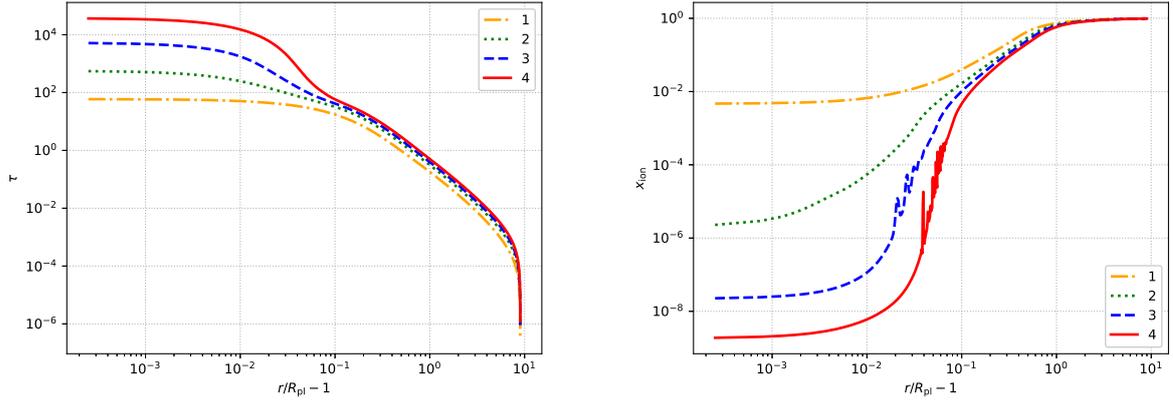


Рис. 2.3. Профили оптической толщины τ (слева) и степени ионизации x_{ion} (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для различных вариантов расчета.

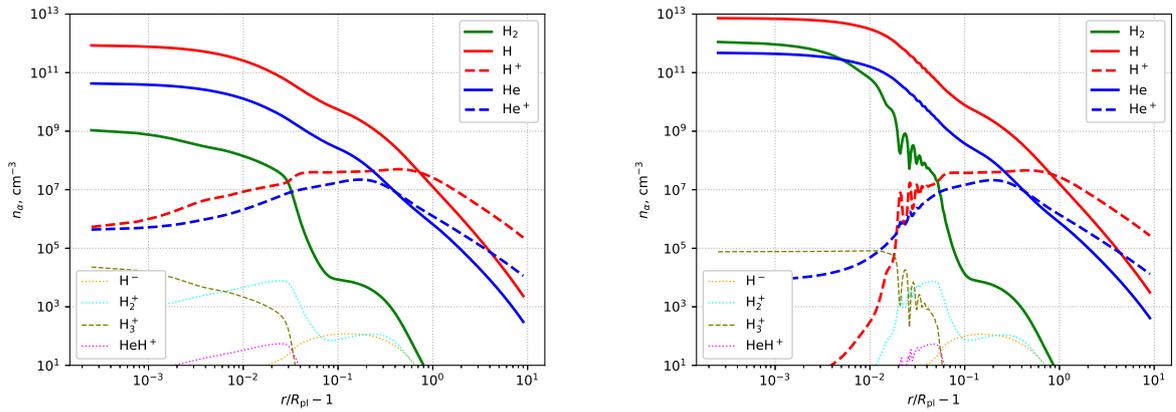


Рис. 2.4. Профили концентраций компонентов n_α в верхней атмосфере горячего юпитера для модели а2 (слева) и а3 (справа).

плотности) показаны на правой панели рис. 2.3. В самых глубоких слоях атмосферы степень ионизации близка к нулю, поскольку жесткое ионизирующее излучение родительской звезды сюда проникает слабо и вещество состоит в основном из нейтралов (атомы Н и молекулы H_2 водорода, атомы гелия He). Внешние слои атмосферы оказываются почти полностью ионизованными. Граница между этими областями лежит приблизительно на высоте $0.05R_{\text{pl}}$.

На рис. 2.4 показаны высотные профили концентраций компонентов

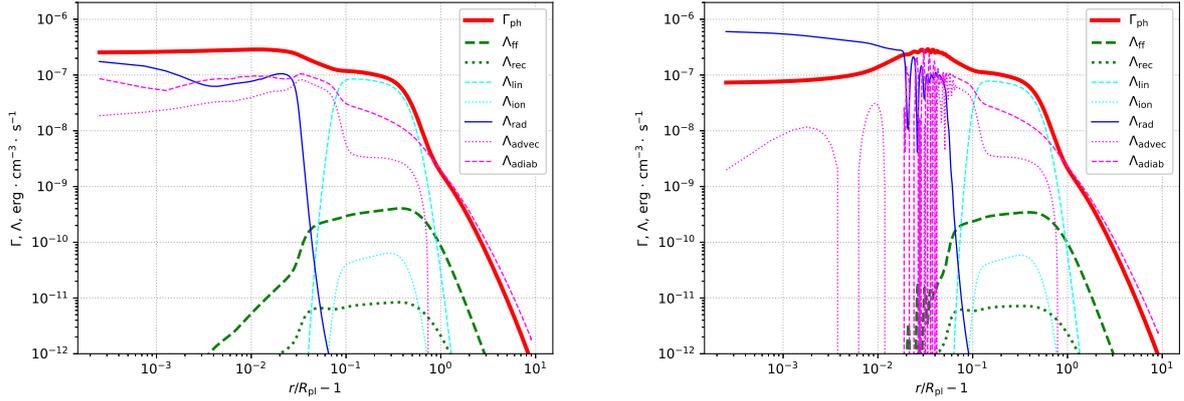


Рис. 2.5. Профили функций нагрева Γ и охлаждения Λ в верхней атмосфере горячего юпитера для модели a2 (слева) и a3 (справа).

n_α для модели a2 (слева) и a3 (справа). С ростом параметра n_{atm} , определяющего давление на фотометрическом радиусе P_{atm} увеличивается скорость формирования молекулярного водорода в глубоких слоях атмосферы (трехчастичная реакция R5 из табл. 1.1). Во внешних частях атмосферы концентрация H_2 остается низкой. Самые внешние слои атмосферы горячего юпитера состоят из водородно-гелиевой плазмы. В переходной зоне вещество представляет собой нейтральную смесь атомов водорода и гелия. Концентрации остальных фракций остаются относительно низкими, не превышая значение 10^5 см^{-3} . Из них наибольшую роль играют молекулы H_3^+ , поскольку они определяют тепловой баланс внутренних слоев атмосферы. Колебания значений концентрации некоторых компонент, которые можно заметить на правой панели рис. 2.4, обусловлены развитием неустойчивости, которую мы обсудим ниже.

Профили функций нагрева Γ (сплошная жирная линия), а также частных функций охлаждения для двух моделей (a2 и a3) показаны на рис. 2.5. Заметим, что эти величины, вообще говоря, могут принимать как положительные значения (охлаждение), так и отрицательные (нагрев). Анализ рисунка 2.5 позволяет заключить, что гидродинамическое истечение оказывает значительное влияние на установление теплового баланса во всей

Модель	T_{\max} , К	r_s/R_{pl}	\dot{M}_{pl} , г/с
a1	9300	4.37	$2.1 \cdot 10^{10}$
a2	9390	3.91	$3.5 \cdot 10^{10}$
a3	9430	3.85	$4.5 \cdot 10^{10}$
a4	9460	3.72	$4.9 \cdot 10^{10}$
b1	3020	3.67	$2.2 \cdot 10^9$
b2	2830	3.72	$3.0 \cdot 10^9$
b3	2680	3.78	$3.8 \cdot 10^9$
b4	2530	3.83	$5.1 \cdot 10^9$

Таблица 2.1. Характеристики полученных численных решений для горячего юпитера (модели a1–a4) и теплого нептона (модели b1–b4): T_{\max} — максимальная температура, r_s — положение звуковой точки, \dot{M}_{pl} — темп потери массы.

верхней атмосфере горячего юпитера. Во внутренних слоях важную роль играет охлаждение за счет излучения молекул H_3^+ . В промежуточной зоне среди всех механизмов охлаждения доминируют процессы, обусловленные излучением в линиях (главным образом в линии $\text{Lu}\alpha$). В самых внешних частях тепловой баланс определяется адиабатическим охлаждением, связанным со свойствами установившегося планетного ветра. Таким образом, можно сказать, что в каждой зоне атмосферы доминирует свой механизм охлаждения.

В таблице 2.1 приведены некоторые характеристики полученных численных решений, описывающих структуру верхней атмосферы горячего юпитера (модели a1–a4). Представлены следующие значения: максимальная температура T_{\max} , положение звуковой точки r_s , а также темп потери массы $\dot{M}_{\text{pl}} = 4\pi r^2 \rho v$. При переходе от модели a1 к a4 (рост давления P_{atm} на фотометрическом радиусе) максимальная температура незначительно возрастает, а положение звуковой точки смещается немного ближе к центру планеты. Темп потери массы увеличивается примерно в два раза, оставаясь величиной порядка $3.5 \cdot 10^{10}$ г/с.

2.1.2. Теплые нептуны

В качестве второго примера мы исследовали структуру верхней атмосферы типичного теплого нептона, параметры которого соответствуют GJ 3470b. Эта планета имеет массу $M_{\text{pl}} = 0.04M_{\text{J}}$ и фотометрический радиус $R_{\text{pl}} = 0.37R_{\text{J}}$. Родительская звезда относится к спектральному классу M1.5, спектр которой должен сильно отличаться от солнечного. Поэтому в рамках нашей численной модели мы рассмотрели аналогичную планету, в окрестности которой солнечный поток фотонов f_{λ} в 10 раз меньше по сравнению с величиной, использованной выше для горячего юпитера. Это соответствует большой полуоси орбиты теплого нептона примерно равной 0.15 а.е. Параметры α и β в формулах (1.42) для k_{ph} и (1.45) для Q_{ph} остаются при этом прежними, но величины k_0 и Q_0 уменьшаются в 10 раз по сравнению с теми значениями, которые были использованы в расчетах для горячего юпитера.

Расчеты, как и в случае горячего юпитера, проводились до сходимости к стационарному состоянию, условие которого определялось по изменению скорости газа на внешней границе. Параметр χ , характеризующий химический состав водородно-гелиевой атмосферы, во всех вариантах расчета принимался равным 0.05. Параметром модели служило значение давления на фотометрическом радиусе $P_{\text{atm}} = k_{\text{B}}n_{\text{atm}}T_{\text{atm}}$, где температура задавалась равной $T_{\text{atm}} = 650$ К. Значение концентрации варьировалось: $n_{\text{atm}} = 10^{11}$ см⁻³ (модель b1), $n_{\text{atm}} = 10^{12}$ см⁻³ (модель b2), $n_{\text{atm}} = 10^{13}$ см⁻³ (модель b3) и $n_{\text{atm}} = 10^{14}$ см⁻³ (модель b4).

Результаты расчетов структуры верхней атмосферы теплого нептона демонстрируют рис. 2.6–2.9. Профили плотности (левая панель рис. 2.6) и температуры (правая панель рис. 2.6) качественно повторяют аналогичные профили для горячего юпитера (см. рис. 2.1). В наиболее глубоких слоях атмосферы (толщина менее $0.1R_{\text{pl}}$) снова формируется область с высокой плотностью и низкой температурой. Над этой зоной температура увели-

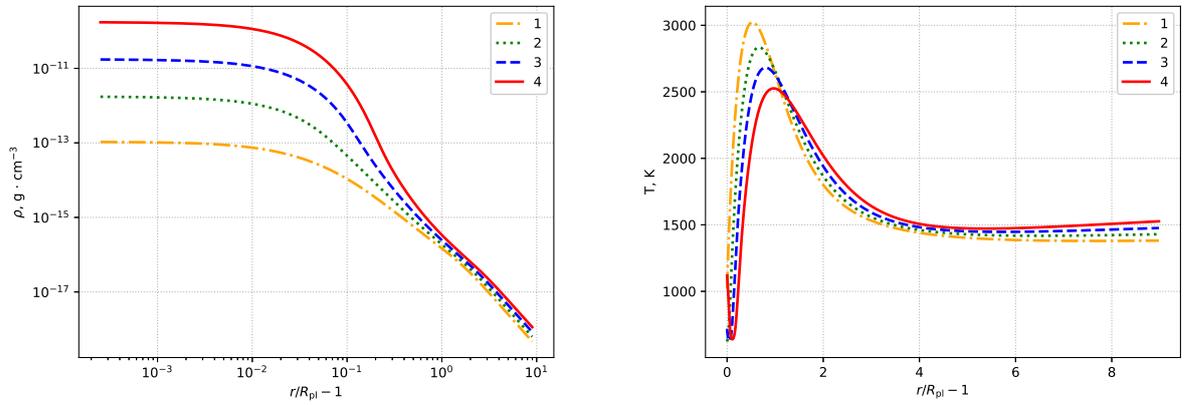


Рис. 2.6. Профили плотности (слева) и температуры (справа) в верхней атмосфере теплого непуна для различных вариантов расчета (модели b1–b4).

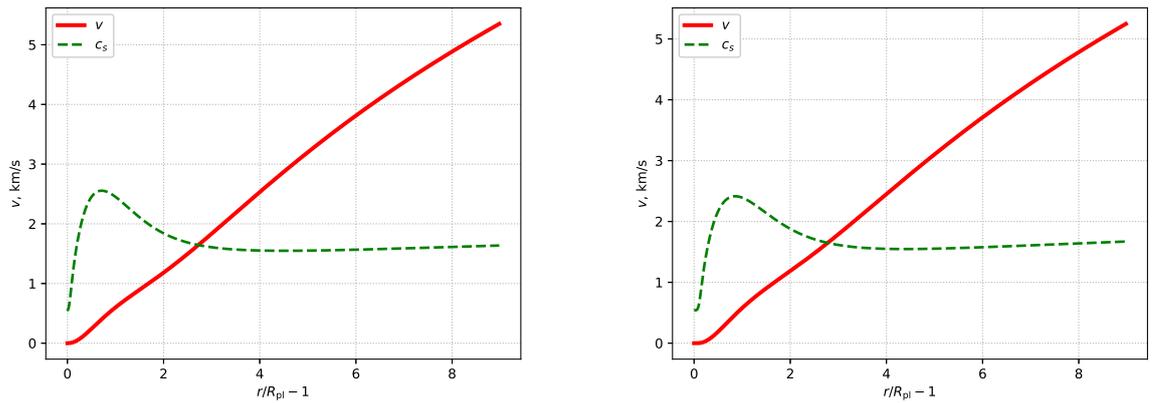


Рис. 2.7. Профили скорости газа v (сплошные линии) и скорости звука c_s (пунктирные линии) в верхней атмосфере теплого непуна для модели b2 (слева) и b3 (справа).

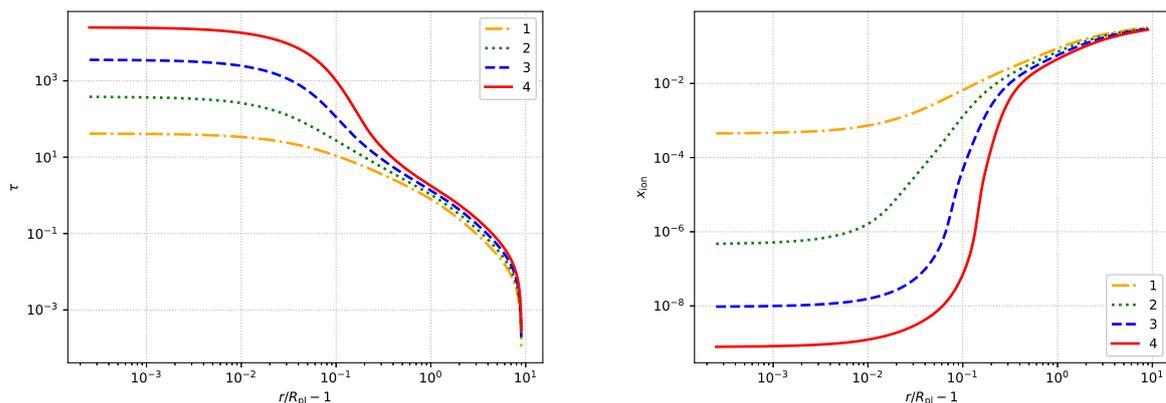


Рис. 2.8. Профили оптической толщины τ (слева) и степени ионизации x_{ion} (справа) в верхней атмосфере теплого нептона для различных вариантов расчета.

чивается, достигает максимума (2500–3000 К) на высоте примерно в один радиус планеты, а затем снова падает до значений около 1500 К. Формирующийся планетный ветер, как и в случае горячего юпитера, является трансзвуковым (см. рис. 2.7). Переход от дозвукового режима к сверхзвуковому осуществляется приблизительно на расстоянии $r_s = 4R_{\text{pl}}$ от центра планеты (см. табл. 2.1). Характерные скорости на внешней границе ($r = 10R_{\text{pl}}$) составляют значения примерно 5.2 км/с.

Профили оптической толщины для моделей верхней атмосферы теплого нептона представлены на левой панели рис. 2.8. Вблизи фотометрической поверхности оптическая толщина оказывается почти такой же, как у горячего юпитера (см. левую панель рис. 2.3). Однако на больших высотах значения оптической толщины превышают соответствующие значения для горячего юпитера. В частности, значение $\tau = 1$ достигается примерно на высоте $1.0R_{\text{pl}}$. Это приводит к тому, что в отличие от горячего юпитера (см. правую панель рис. 2.3), степень ионизации x_{ion} в атмосфере теплого нептона в целом оказывается ниже (см. правую панель рис. 2.8). Если внешние слои атмосферы горячего юпитера были почти полностью ионизованными, то атмосфера теплого нептона большей частью состоит из нейтрального

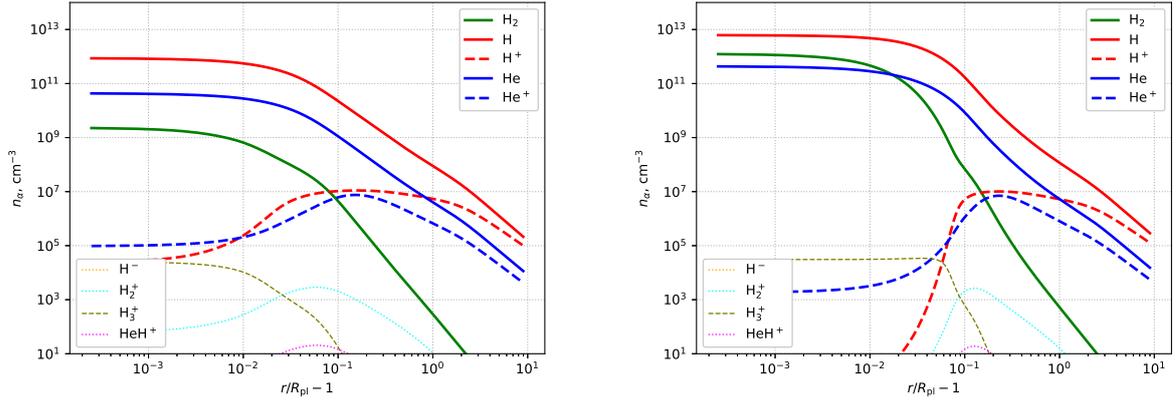


Рис. 2.9. Профили концентраций компонентов n_α в верхней атмосфере теплого нептуна для модели b2 (слева) и b3 (справа).

газа. Степень ионизации внешних слоев не превышает 0.3.

Профили концентраций компонентов n_α для моделей b2 (слева) и b3 (справа) показаны на рис. 2.9. Содержание молекулярного водорода увеличивается с ростом параметра n_{atm} . В модели b4 в наиболее глубоких слоях атмосферы этот компонент становится доминирующим. Внешние слои атмосферы горячего юпитера состоят из слабоионизованной водородно-гелиевой плазмы. Концентрации ионов нигде не превышают концентрации соответствующих нейтралов. Таким образом, основным отличием атмосферы теплого нептуна от атмосферы горячего юпитера является ее относительно слабая ионизация.

Из-за этого полученные решения для горячего юпитера и теплого нептуна ведут себя по-разному с ростом параметра n_{atm} . В самом деле, в случае горячего юпитера при переходе от модели a1 к модели a4 максимальное значение температуры T_{max} растет. В случае теплого нептуна мы наблюдаем обратную картину: при переходе от модели b1 к модели b4 значение T_{max} падает. При этом положение максимума температуры и в том и в другом случае смещается в сторону от центра планеты. В моделях горячего юпитера с увеличением параметра n_{atm} звуковая точка приближается к центру планеты, а в случае теплого нептуна, наоборот, удаляется. Темп

потери массы теплого нептуна на порядок меньше соответствующей величины для горячего юпитера. Характерное значение составляет $3.7 \cdot 10^9$ г/с. При этом переход от модели b1 к модели b4 также, как и в случае горячего юпитера, приводит к увеличению темпа потери массы примерно в два раза.

2.2. Влияние жесткого потока излучения на атмосферу горячего юпитера

2.2.1. Влияние приливной силы

Для исследования эффекта приливной силы мы провели два расчета, соответствующим значениям параметров $n_{\text{atm}} = 10^{13}$ см⁻³ и 1X. В одном варианте приливная сила учитывалась, а в другом нет. Результаты расчетов представлены на рис. 2.10. На графиках показаны высотные профили плотности ρ , температуры T , скорости, v и степени ионизации $x_{\text{ion}} = \rho_i/\rho$, где ρ_i — плотность ионов.

Наличие приливной силы приводит к дополнительному ускорению планетного ветра. Скорость ветра на внешней границе в модели без приливной силы оказывается равной 1/3 от скорости ветра в модели с приливной силой. В результате учет приливной силы приводит к меньшим значениям плотности и температуры (из-за адиабатического охлаждения) вблизи внешней границы. Профили степени ионизации оказываются практически одинаковыми. Небольшие вариации x_{ion} на высотах порядка $0.05R_{\text{pl}}$ обусловлены формированием облачного слоя, который был обнаружен нами в нашей недавней работе [93].

Как уже говорилось в разделе 1.4.1, приливная сила f_{tidal} обращается в нуль на линии орбиты планеты. Однако все эти точки лежат на терминаторе, на котором условия освещенности существенно отличаются от условий в подзвездной точке. Решение без приливной силы удобнее интерпретировать, как решение на дневной стороне, соответствующее значению азимутального угла $\varphi = 0$. В этом случае условие равенства нулю при-

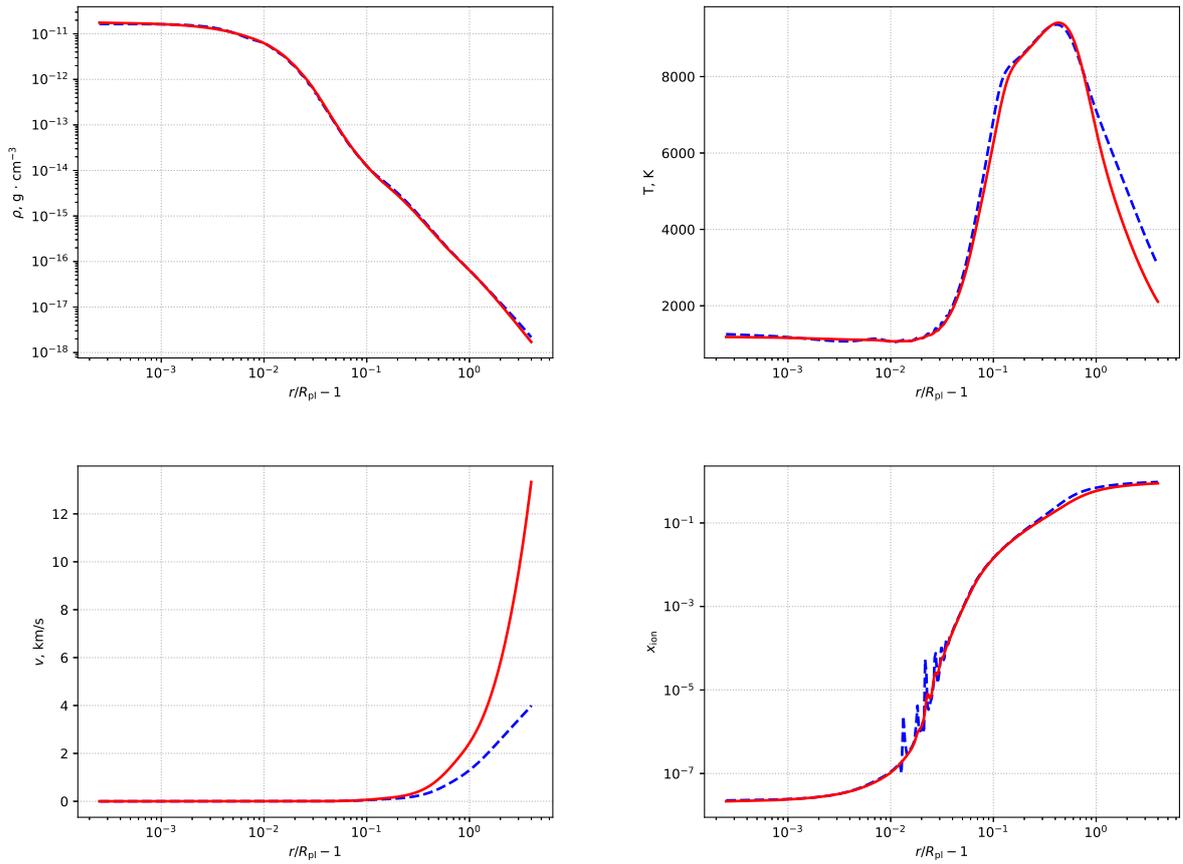


Рис. 2.10. Профили плотности (вверху слева), температуры (вверху справа), скорости (внизу слева) и степени ионизации (внизу справа) в верхней атмосфере горячего юпитера, полученные с учетом (сплошные линии) и без учета (пунктирные линии) приливной силы.

ливной силы (1.60) дает $\theta = \pi/3$ и $\theta = 2\pi/3$. Условия освещенности для этих двух направлений можно описать с помощью зенитного угла $\chi = \pi/6$. Поэтому оптическая толщина в этих двух направлениях приближенно изменится на фактор $1/\cos \chi = 2/\sqrt{3}$, близкий к единице.

Полученные стационарные решения характеризуются постоянным значением параметра $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v$, определяющего темп потери массы планеты вследствие планетного ветра. При учете приливной силы f_{tidal} решение, вообще говоря, не является строго сферически-симметричным. Мы рассматриваем решение вдоль некоторого направления, которое определяется значением углов θ и φ . Поэтому параметр \dot{M} не совпадает с точным значением темпа потери массы \dot{M}_{pl} и может отличаться от него в несколько раз.

В представленных решениях мы получили следующие значения параметра \dot{M} . В решении без учета приливной силы $\dot{M} = 2.98 \cdot 10^{10}$ г/с, а в решении с учетом приливной силы $\dot{M} = 7.32 \cdot 10^{10}$ г/с. Таким образом, учет приливной силы приводит к росту \dot{M} в 2.5 раза. Эти параметры определяют минимальное и максимальное значения \dot{M} на дневной стороне планеты. Планетный ветер вблизи терминатора и, тем более, на ночной стороне планеты по своим характеристикам должен сильно отличаться от ветра на дневной стороне в силу существенных отличий в условиях освещенности.

2.2.2. Влияние жесткого излучения

В данном разделе представлены результаты расчетов для сетки моделей, в которых варьировались давление P_{atm} на фотометрической поверхности (соответствующие концентрации n_{atm} задавались равными 10^{12} см⁻³, 10^{13} см⁻³ и 10^{14} см⁻³) и величина потока жесткого УФ излучения F_{XUV} (1X, 10X, 100X). Во всех вариантах расчета учитывалась приливная сила (1.61).

На рис. 2.11 показаны полученные высотные профили плотности (слева) и температуры (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для всех

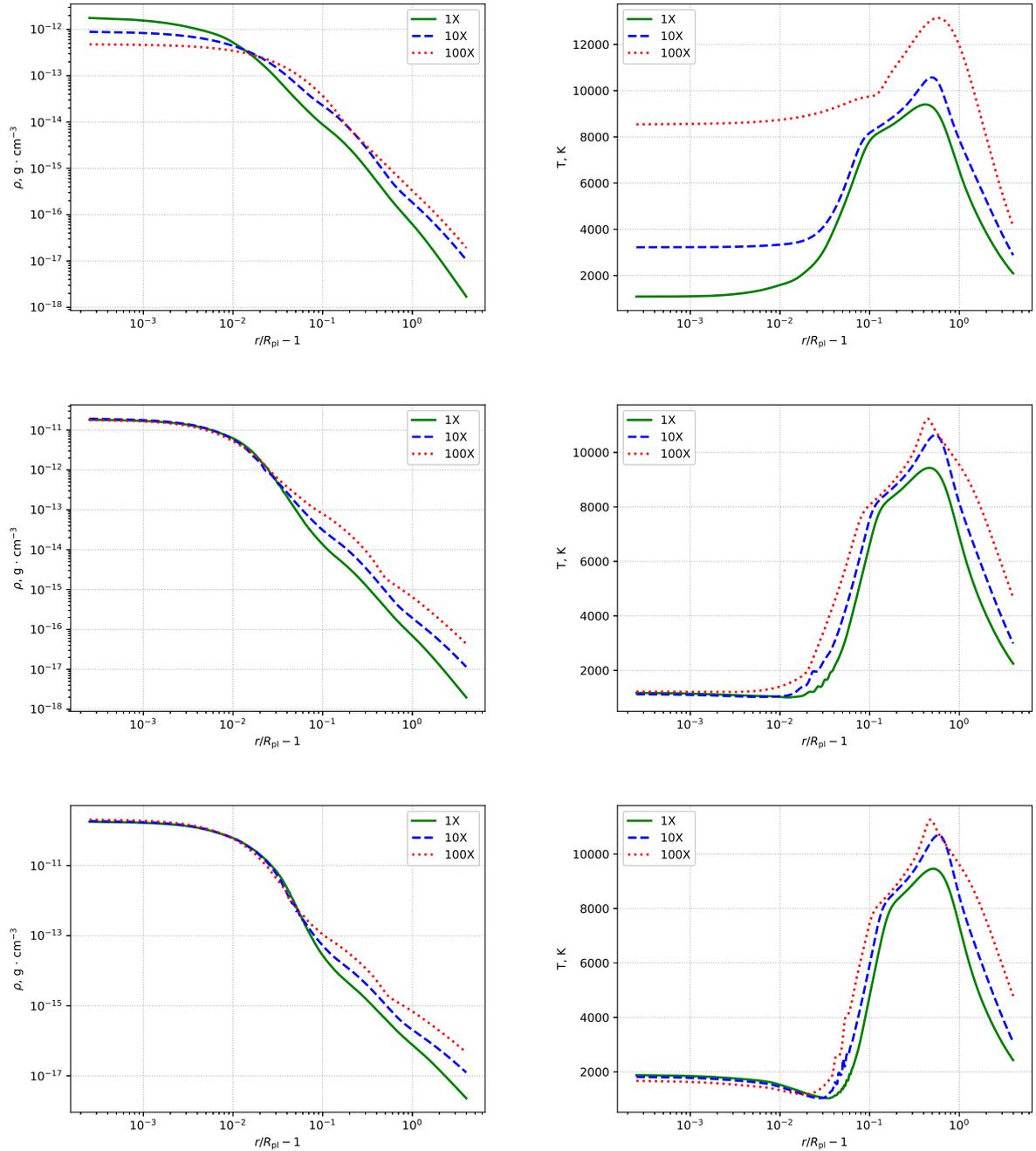


Рис. 2.11. Профили плотности (слева) и температуры (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для моделей $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (вверху), $n_{\text{atm}} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (в центре) и $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (внизу).

указанных моделей. В целом можно сказать, что увеличение потока жесткого излучения приводит к росту плотности и температуры в атмосфере планеты. В моделях $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ во внутренних частях атмосферы наблюдается некоторое понижение плотности (левая верхняя панель на рис. 2.11). Это обусловлено тем, что при заданных в этой модели условиях данная область эффективно прогревается излучением звезды, что приводит к росту температуры (правая верхняя панель на рис. 2.11). Напомним, что в каждой нашей модели значение давления на фотометрической поверхности поддерживалось постоянным.

Профили температуры имеют стандартный для горячих юпитеров вид (см., например, [16, 20, 23, 53–58, 107, 108]). В самых глубоких слоях атмосферы температура оказывается близкой к эффективной температуре планеты $T_{\text{atm}} = 1200 \text{ К}$. Исключения составляют модели с низким значением концентрации $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, в которых происходит существенный прогрев внутренних слоев. На высотах порядка $0.5R_{\text{pl}}$ температура достигает максимума. При этом чем выше поток жесткого излучения, тем больше максимальное значение температуры. В этой области происходит формирование планетного ветра. Во внешней зоне температура монотонно падает с высотой.

Формирующееся гидродинамическое истечение является трансзвуковым. На рис. 2.12 показаны высотные профили скорости газа v (жирные линии) и скорости звука $c_s = \sqrt{\gamma P/\rho}$ (тонкие линии) для всех рассчитанных моделей. Как следует из рисунка, во внутренних частях атмосферы течение является дозвуковым, а во внешних частях становится сверхзвуковым. Увеличение потока жесткого УФ излучения родительской звезды приводит к росту скорости планетного ветра. Исключением являются модели $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ 10X и 100X (верхняя панель на рис. 2.12), в которых наблюдается насыщение скорости ветра. Звуковая точка, в которой происходит смена режима течения, с увеличением потока излучения приближа-

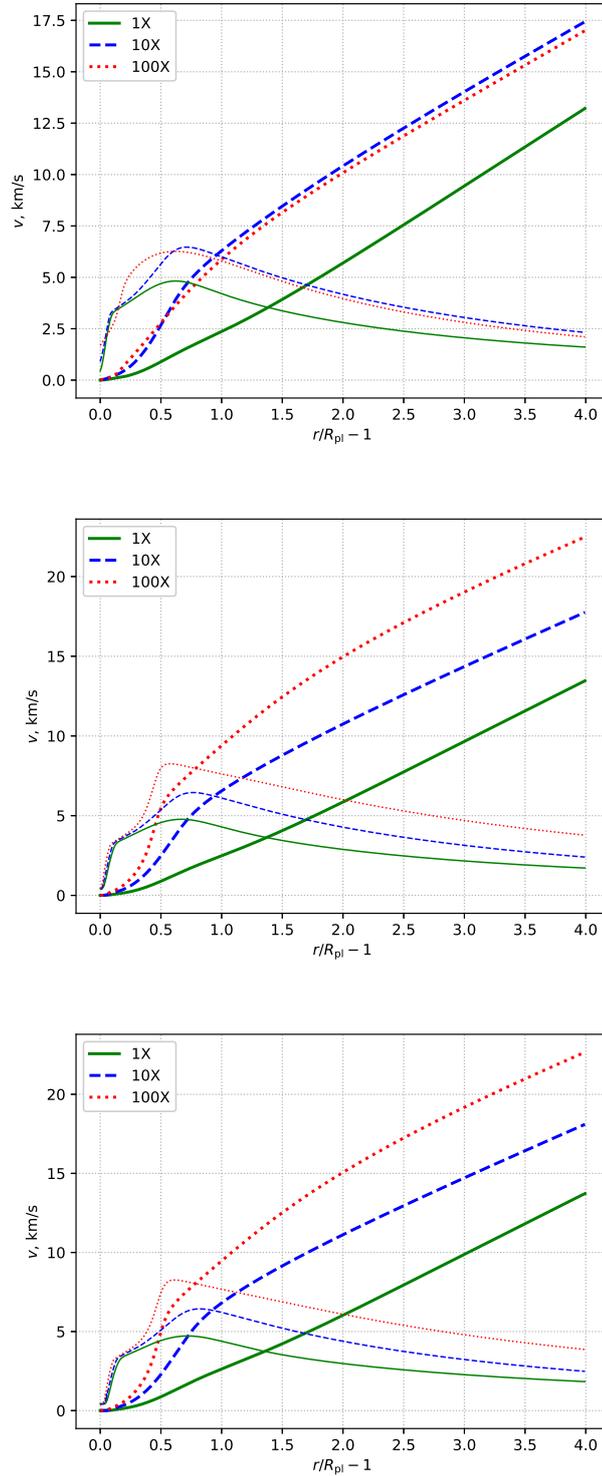


Рис. 2.12. Профили скорости газа v (жирные линии) и скорости звука c_s (тонкие линии) в верхней атмосфере горячего юпитера для моделей $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (вверху), $n_{\text{atm}} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (в центре) и $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (внизу).

ется к фотометрической поверхности. Характерные скорости на внешней границе лежат в диапазоне от 12 до 25 км/с.

На левых панелях рис. 2.13 показаны высотные профили концентраций компонентов n_α для моделей $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ 1X, 10X и 100X. В самых глубоких слоях атмосферы доминирует молекулярный водород, хотя концентрации атомарного водорода и гелия также относительно высоки. В переходной зоне концентрация молекулярного водорода падает, а вещество атмосферы состоит в основном из нейтральной смеси атомов водорода и гелия. Во внешних частях атмосфера ионизуется излучением звезды и состоит из водородно-гелиевой плазмы. Концентрации остальных фракций остаются относительно низкими. Среди них важную роль играют молекулы H_3^+ , которые определяют тепловой баланс внутренних слоев атмосферы. В области формирования облачного слоя $1.03R_{\text{pl}} \leq r \leq 1.07R_{\text{pl}}$ появляются заметные колебания значений концентрации ряда компонент, обусловленные, по-видимому, развитием тепловой неустойчивости [82] в химически реагирующем газе [83]. Это явление обсуждалось в нашей работе [93].

С увеличением потока жесткого УФ излучения звезды структура внутренней части атмосферы изменяется слабо. Однако внешние слои атмосферы горячего юпитера становятся более ионизованными. В частности, высоты, на которых выполняются равенства концентраций нейтралов и ионов $n_{\text{H}} = n_{\text{H}^+}$ и $n_{\text{He}} = n_{\text{He}^+}$ с увеличением потока излучения смещаются в более глубокие слои атмосферы. Интересно отметить, что рост потока жесткого излучения приводит к диссипации облачного слоя. При этом его положение и толщина не изменяются.

На правых панелях рис. 2.13 показаны высотные профили диффузионных скоростей компонент w_α . Во внутренних частях атмосферы диффузионные скорости малы. Во внешних частях наиболее значимыми являются диффузионные скорости нейтральных фракций (молекулярный водород, атомарный водород и атомарный гелий). Кроме того, диффузия дает

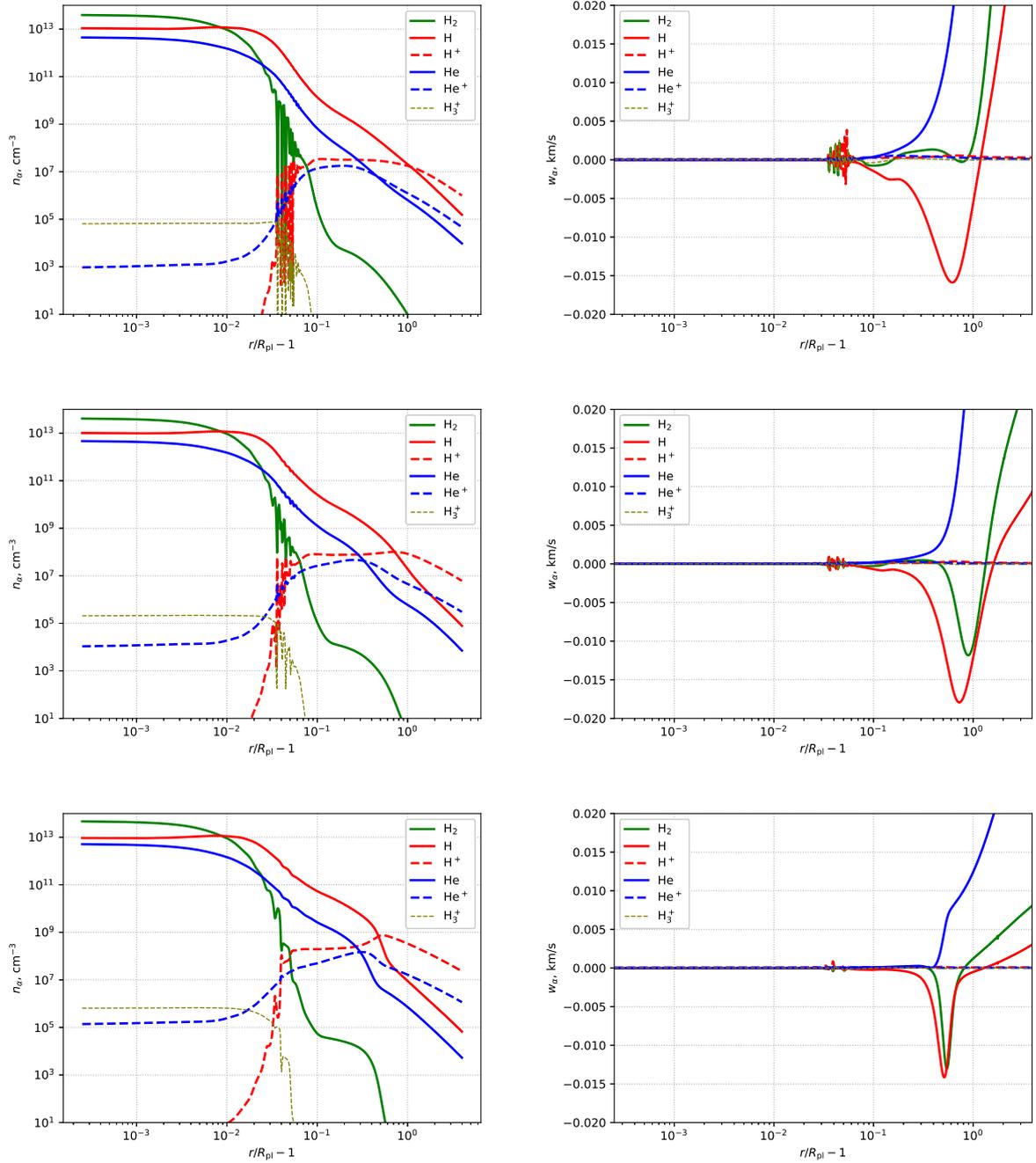


Рис. 2.13. Профили концентраций n_α (слева) и диффузионных скоростей w_α основных компонентов в верхней атмосфере горячего юпитера для модели $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для потока жесткого излучения звезды 1X (вверху), 10X (в центре) и 100X (внизу).

заметный вклад в области формирования облачного слоя. Наряду с теплопроводностью диффузия приводит к стабилизации неустойчивости, вызывающей образование облаков. С ростом потока жесткого УФ излучения родительской звезды роль диффузии ослабевает.

В нашей аэрономической численной модели [93] основным источником нагрева верхней атмосферы горячих экзопланет-гигантов является поглощение жесткого УФ излучения родительской звезды. Соответствующая функция нагрева Γ_{ph} обусловлена всеми процессами фотоионизации и фотодиссоциации. Полная функция охлаждения Λ определяется суммой частных функций:

$$\Lambda = \Lambda_{\text{ff}} + \Lambda_{\text{rec}} + \Lambda_{\text{lin}} + \Lambda_{\text{ion}} + \Lambda_{\text{rad}}, \quad (2.1)$$

где Λ_{ff} определяет охлаждение за счет излучения в непрерывном спектре вследствие свободно-свободных переходов, Λ_{rec} описывает охлаждение за счет рекомбинационного излучения, Λ_{lin} — функция охлаждения за счет излучения в линиях, Λ_{ion} — функция охлаждения за счет ионизации электронным ударом, Λ_{rad} — функция охлаждения за счет излучения молекул H_3^+ . Кроме того, определенный вклад в тепловой баланс вносит теплопроводность, которой можно соотнести функцию

$$\Lambda_{\text{cond}} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (2.2)$$

В отличие от функций охлаждения (2.1) эта функция может изменять знак. Поэтому она может приводить как к охлаждению, так и к нагреву. Следует заметить, что в движущейся среде полный тепловой баланс определяется также адвекцией внутренней энергии и адиабатическим охлаждением.

На рис. 2.14 представлены профили функций нагрева Γ_{ph} (сплошная жирная линия) и частных функций охлаждения Λ_{ff} , Λ_{rec} , Λ_{lin} , Λ_{ion} , Λ_{rad} и Λ_{cond} для моделей $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ 1X, 10X и 100X. В тех случаях, когда функция Λ_{cond} оказывается положительной она для удобства обозначена

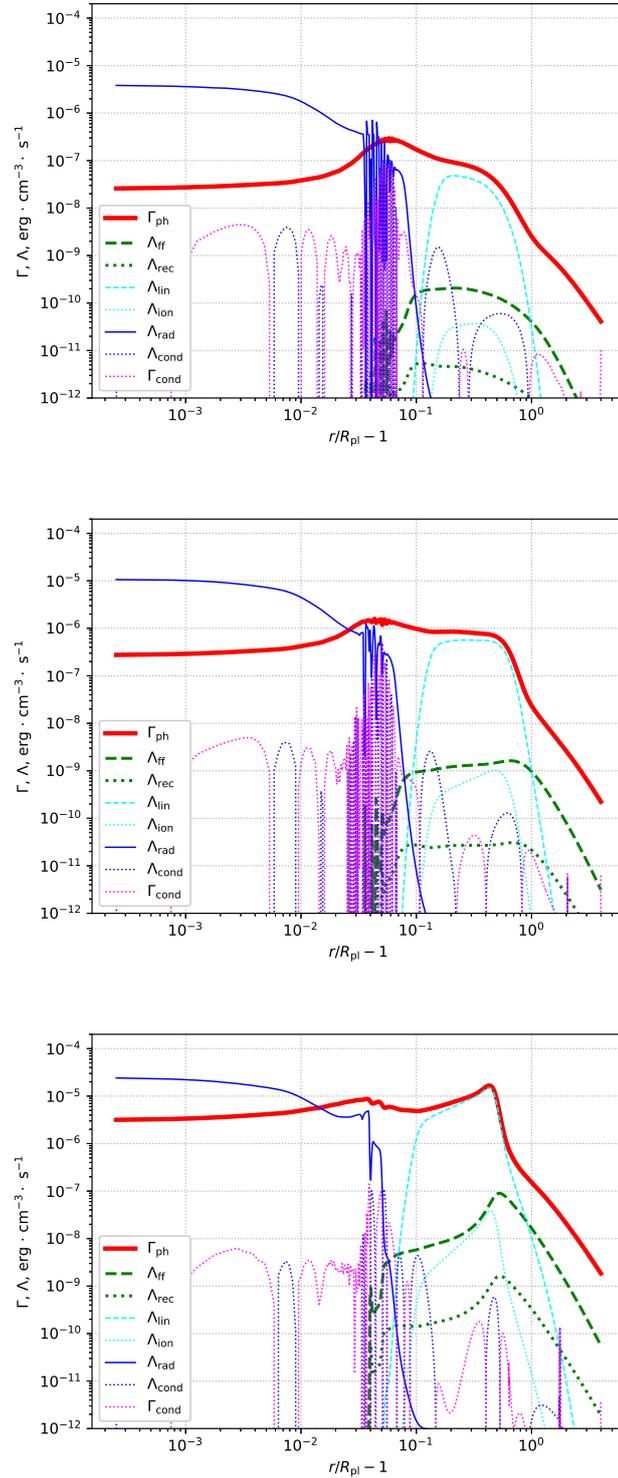


Рис. 2.14. Профили функций нагрева Γ и охлаждения Λ (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для модели $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ для потока жесткого излучения звезды 1X (вверху), 10X (в центре) и 100X (внизу).

Модель	10^{12} см^{-3}	10^{13} см^{-3}	10^{14} см^{-3}
1X	$6.9 \cdot 10^{10}$	$8.1 \cdot 10^{10}$	$9.6 \cdot 10^{10}$
10X	$5.6 \cdot 10^{11}$	$6.2 \cdot 10^{11}$	$6.9 \cdot 10^{11}$
100X	$9.9 \cdot 10^{11}$	$3.0 \cdot 10^{12}$	$3.2 \cdot 10^{12}$

Таблица 2.2. Параметр \dot{M} , определяющий верхнюю оценку темпа потери массы \dot{M}_{pl} для различных вариантов расчета.

как функция нагрева Γ_{cond} .

Анализ рисунка 2.14 позволяет заключить, что основным механизмом охлаждения во внутренних частях атмосферы горячего юпитера является излучение молекул H_3^+ . В области формирования облачного слоя существенную роль в установлении теплового баланса играет также теплопроводность. В промежуточной зоне среди механизмов охлаждения доминирует излучение в линиях нейтральных атомов (в основном, в линии $\text{Ly}\alpha$). В самых внешних частях атмосферы, где вещество оказывается почти полностью ионизованным, доминирует охлаждение за счет свободно-свободных переходов. Однако еще больший вклад в этой области дает адиабатическое охлаждение в планетном ветре. Остальные механизмы охлаждения в тепловой баланс верхней атмосферы горячего юпитера не вносят какого-либо существенного вклада.

С увеличением потока жесткого УФ излучения звезды растет функция нагрева Γ_{ph} . Этот эффект проявляется даже в самых внутренних слоях атмосферы. Роль функций охлаждения не изменяется, поскольку зоны доминирования соответствующих механизмов остаются прежними. Однако во внешней части атмосферы локальные значения самих частных функций охлаждения в целом возрастают.

В табл. 2.2 приведены значения параметра \dot{M} для всех рассчитанных моделей. Темп потери массы растет по мере увеличения потока жесткого УФ излучения звезды F_{XUV} . Для каждого значения концентрации n_{atm} мы

рассматривали только три варианта потока. Тем не менее, во всех случаях получается нелинейная зависимость \dot{M} от величины потока излучения F_{XUV} . Например, в случае $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ переход от 1X к 10X можно описать степенной зависимостью $\dot{M} \propto F_{\text{XUV}}^k$ с показателем $k = 0.86$, а переходу от 10X к 100X соответствует показатель степени $k = 0.67$. Как обсуждалось в работе [53] в случае слабого потока жесткого излучения основная часть лучистой энергии преобразуется в работу, совершаемую над газом (адиабатическое охлаждение). Это приводит к линейной зависимости темпа потери массы от величины потока, $\dot{M} \propto F_{\text{XUV}}$. В случае сильного потока жесткого излучения основная часть его энергии излучается в линиях. В таком пределе темп потери массы \dot{M} оказывается пропорциональным величине потока F_{XUV} в степени $1/2$. Как видно, в нашем случае получаются близкие значения соответствующих степеней.

2.3. Влияние вспышечной активности звезды на атмосферу горячего юпитера

2.3.1. Одиночная вспышка

В данном разделе представлены результаты расчетов для одиночной вспышки. В этом случае каждую модель можно характеризовать единственным параметром X_{max} . Мы провели три расчета, в которых этот параметр задавался равным 10 (модель X1, слабая вспышка), 100 (модель X2, вспышка промежуточной интенсивности) и 1000 (модель X3, сильная вспышка).

На рис. 2.15 – 2.17 представлены радиальные профили температуры $T(r)$ (вверху) и скорости убегания атмосферы $v(r)$ (внизу) для всех трех моделей X1, X2 и X3. Различные кривые описывают состояние атмосферы в различные моменты времени от начала звездной вспышки. Для более детального исследования глубоких слоев атмосферы ось абсцисс представле-

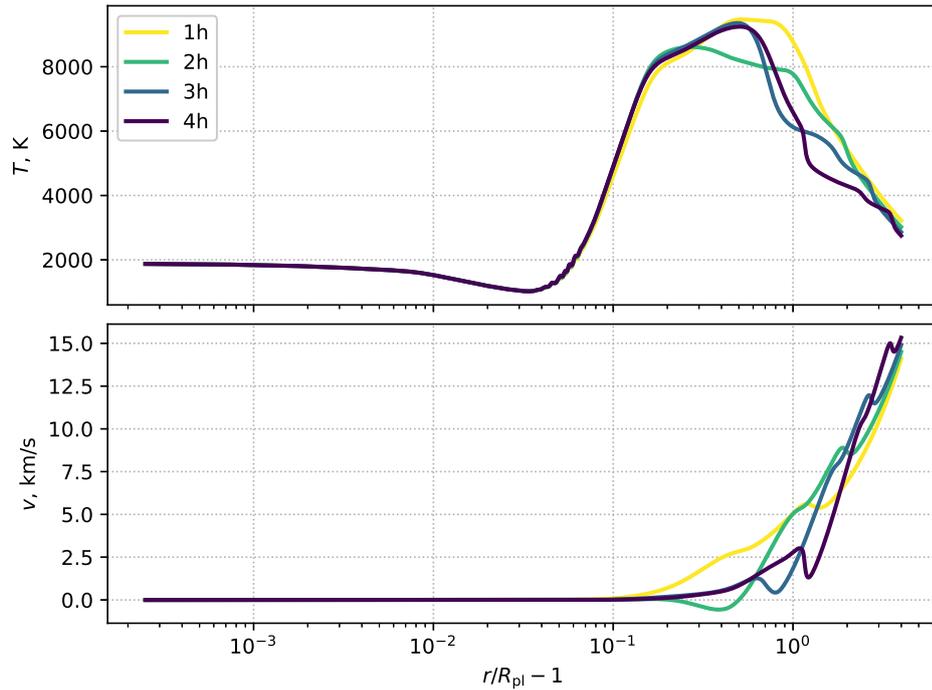


Рис. 2.15. Радиальные профили температуры (вверху) и скорости (внизу) в верхней атмосфере горячего юпитера для модели X1. Каждая кривая соответствует различному времени, прошедшему от начала звездной вспышки.

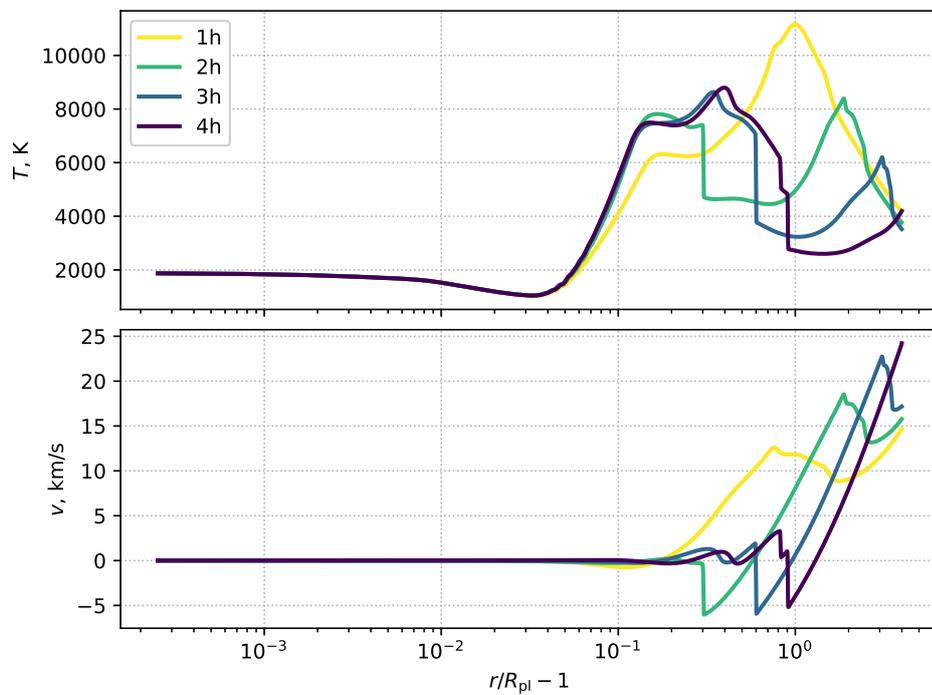


Рис. 2.16. То же самое, что и на рис. 2.15, но для модели X2.

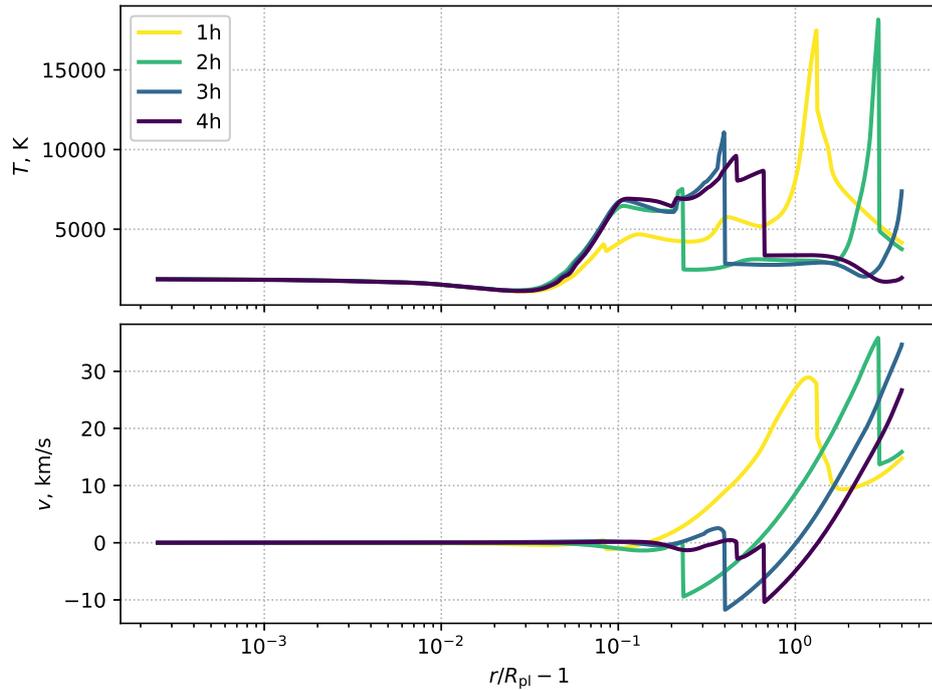


Рис. 2.17. То же самое, что и на рис. 2.15, но для модели X3.

на в логарифмическом масштабе и определяет расстояние от фотометрического радиуса, выраженное в радиусах планеты R_{pl} . В результате вспышки происходит локальный разогрев атмосферы, приводящий к росту температуры. Видно, что вспышка не оказывают влияния на глубокие слои атмосферы, которые характеризуются относительно низкой температурой. Основное воздействие приходится на внешние слои атмосферы, где формируются две ударные волны, распространяющиеся по газу в противоположных направлениях. Одна ударная волна распространяется вовнутрь, а другая — наружу атмосферы горячего юпитера. В первые часы после вспышки профили температуры и скорости существенно изменяются. Однако затем структура атмосферы постепенно восстанавливается и возвращается в исходное состояние. Динамический отклик атмосферы существенно зависит от интенсивности вспышки. В модели X1 профили температуры и скорости изменяются слабо и быстро восстанавливаются. В модели X3 в первые часы после вспышки максимальное значение температуры достигает значения 19000 К, а максимальная скорость доходит до 38.5 км/с.

Следует обратить внимание, что профили температуры и скорости на рис. 2.15 — 2.17 показаны для моментов времени, когда вспышка уже закончилась. Вспышка длилась 30 мин, а первая кривая (показана желтым цветом) соответствует моменту времени через час после начала вспышки. Во время самой вспышки функция нагрева увеличивается в соответствующее число раз (в 10 раз для модели X1, в 100 раз для модели X2 и в 1000 раз для модели X3). Однако, как показывает анализ, в глубоких слоях атмосферы одновременно с этим возрастает и функция охлаждения. Последнее обусловлено тем, что в этой области резко увеличивается концентрация молекул H_3^+ (для модели X3 примерно в 25 раз). Поэтому в глубоких слоях верхней атмосферы горячего юпитера во время вспышки срабатывает своеобразная обратная связь, когда рост нагрева хорошо компенсируется ростом выхолаживания.

На рис. 2.18–2.20 представлены высотные профили концентраций компонентов n_α для моделей X1, X2, X3 в различные моменты времени от начала вспышки. Как видно, качественного изменения распределения концентраций компонентов после вспышки не происходит. Распространение ударных волн приводит к дополнительному перемешиванию вещества во внешних слоях атмосферы. Это обусловлено оттоком из промежуточной зоны во внешнюю область нейтрального газа, состоящего в основном из атомов водорода и гелия. В результате степень ионизации внешней части атмосферы уменьшается. Однако затем происходит релаксация атмосферы и это вещество вновь ионизируется излучением звезды. Интересно отметить, что вспышки (особенно сильные) могут частично разрушать облачный слой, что приводит к его диссипации. В спокойном состоянии атмосферы облачный слой через определенное время восстанавливается вновь.

На левой панели рис. 2.21 для случая модели X3 показаны профили отношения $n_{\text{H}}/n_{\text{H}}^0$, где n_{H} — концентрация атомов водорода в текущем состоянии атмосферы, а n_{H}^0 — соответствующее значение концентрации в

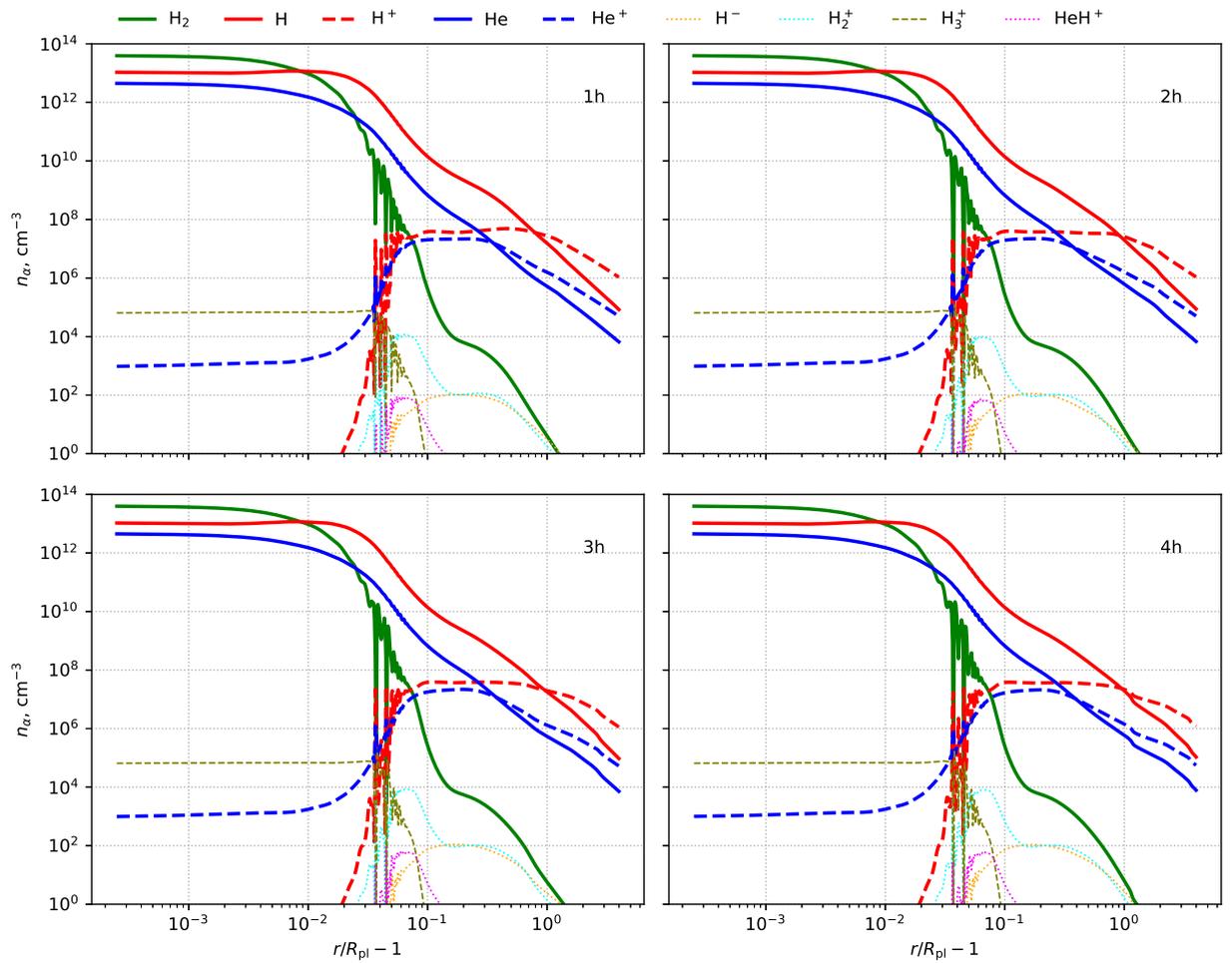


Рис. 2.18. Профили концентраций компонентов в верхней атмосфере горячего юпитера для модели X1 в различные моменты времени от начала вспышки.

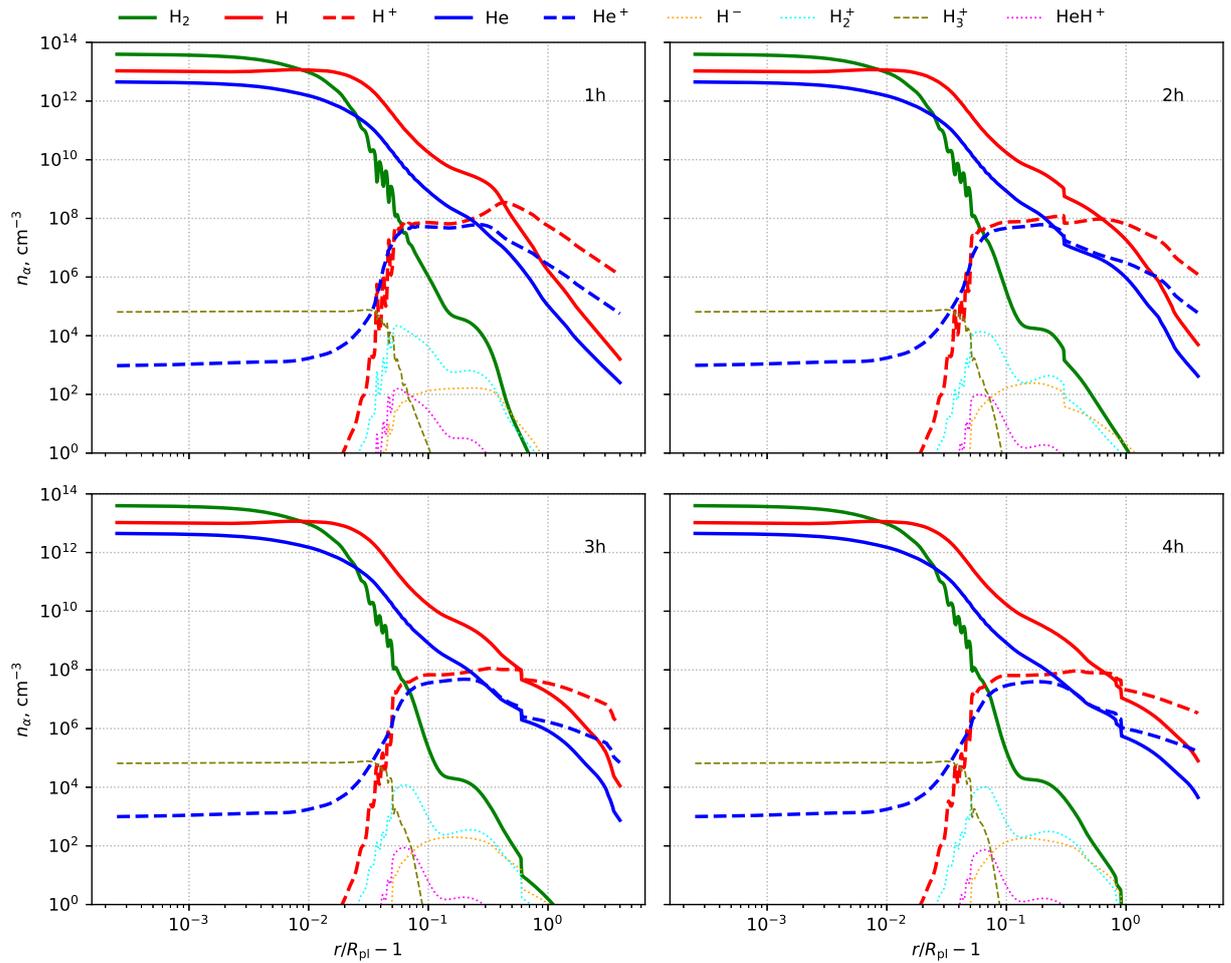


Рис. 2.19. То же самое, что и на рис. 2.18, но для модели X2.

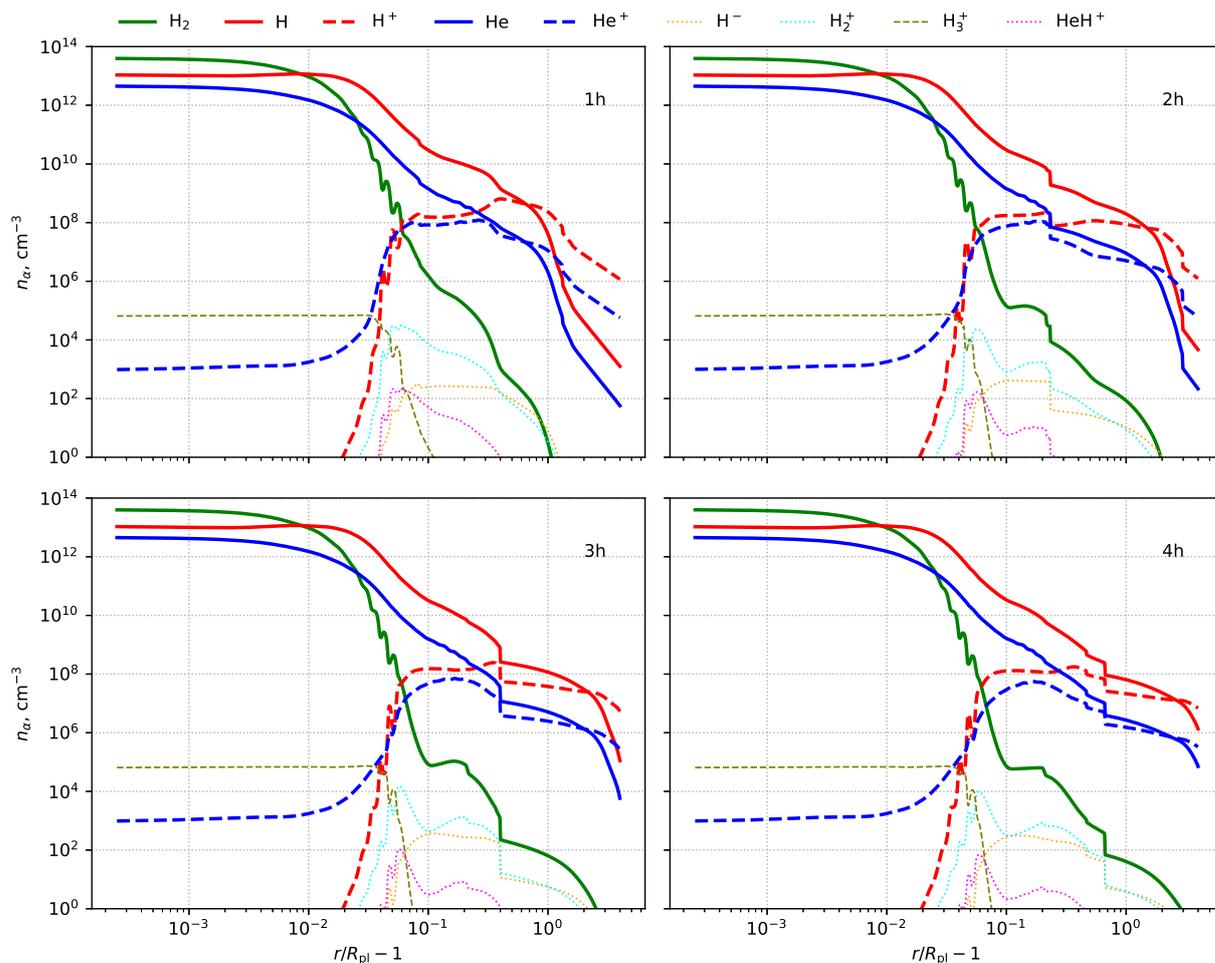


Рис. 2.20. То же самое, что и на рис. 2.18, но для модели X3.

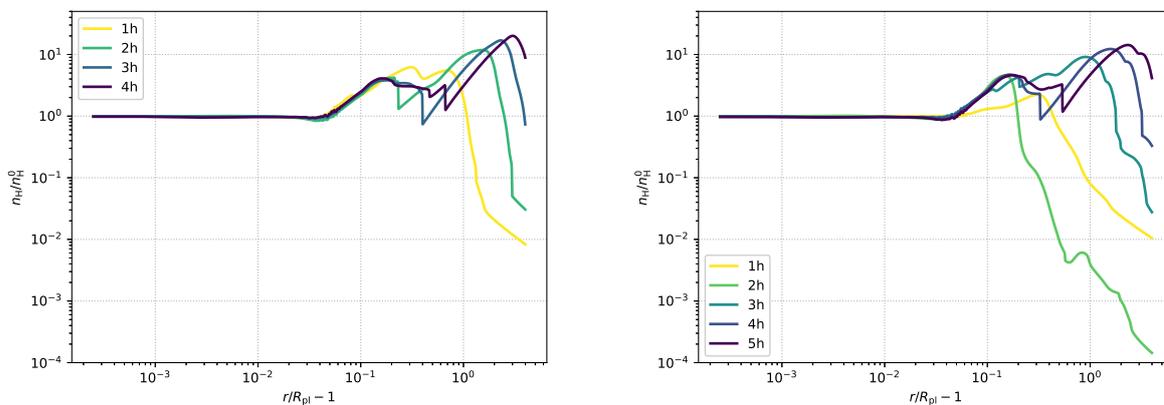


Рис. 2.21. Профили отношения концентрации атомарного водорода n_{H} текущего состояния атмосферы к соответствующему значению до вспышки n_{H}^0 для модели X3 одинарной (слева) и X2X3 триггерной (справа) вспышки.

спокойном состоянии. Видно, что этот параметр изменяется на три порядка величины. При этом на различных высотах может происходить как уменьшение этого параметра, так и его увеличение.

Полученный результат интересен с точки зрения регистрации отклика атмосфер горячих юпитеров на вспышечные воздействия со стороны их родительских звезд. Возможно несколько вариантов наблюдательных проявлений такого отклика атмосферы, которые потенциально можно обнаружить с помощью существующих и планируемых к запуску космических УФ обсерваторий (например, упомянутые выше проекты HST и Спектр-УФ). Во-первых, при сильных вспышках, как, например, в модели ХЗ, верхняя атмосфера планеты может существенно разогреться и расшириться (см., рис. 2.20). В первые часы после вспышки, из-за того, что XUV излучение звезды не успевает ионизовать нейтралы во внешней области атмосферы, в этой области, как следует из рис. 2.21, наблюдается довольно сильное (в 10 раз) увеличение концентрации нейтрального водорода. Таким образом, под воздействием сильной звездной вспышки у горячего юпитера образуется расширенная плотная атмосфера. Следовательно, в УФ диапазоне длин волн может возрасти и глубина транзита, $R_{pl}^2/R_{st}^2 = f(\lambda)$, где R_{st} — радиус звезды. Это увеличение глубины транзита потенциально отразится на кривых блеска, полученных по фотометрическим наблюдениям планетной системы в УФ диапазоне, как, например, в работе [128] при регистрации протяженной оболочки у горячего юпитера WASP-12b. В этом случае, начало транзита в УФ диапазоне длин волн за счет большей оптической толщи может опережать начало транзита в видимом диапазоне.

Еще одним важным проявлением реакции атмосферы горячего юпитера на сильную вспышку родительской звезды, которое может быть потенциально обнаружено по спектральным транзитным наблюдениям в УФ диапазоне длин волн, является увеличение поглощения в синем крыле спектральной линии H I Ly α . Это поглощение может быть связано с образовани-

ем ЭНА водорода, H_{ENA} , в реакциях перезарядки атомарного H атмосферы экзопланеты с протонами звездного ветра, $H + p \rightleftharpoons H^+ + H_{\text{ENA}}$. Данный механизм был предложен в работе [129] для объяснения формы спектральной линии H I Ly α по транзитным наблюдениям атмосферы горячего юпитера HD 209458b. Впоследствии, ЭНА водорода учитывались в численном моделировании для интерпретации спектральных наблюдений оболочек горячих экзопланет (см., например, [130, 131, 133]). Скорость производства ЭНА, в свою очередь, зависит от концентрации нейтрального водорода во внешних слоях атмосферы экзопланеты и концентрации протонов в звездном ветре. Таким образом, при воздействии сильной XUV вспышки на атмосферу горячего юпитера и последующем увеличении концентрации H в верхних частях атмосферы (рис. 2.21), интенсификации планетного ветра (рис. 2.20), глубина транзита в синем крыле линии H I Ly α может быть значительно увеличена. Это изменение глубины транзита может быть потенциально зарегистрировано с помощью существующих и планируемых УФ телескопов.

Стоит отметить, что указанные наблюдательные особенности могут быть интерпретированы не только, как результат взаимодействия XUV излучения звезды с верхней атмосферой горячей экзопланеты, но и как результат взаимодействия звездного ветра и КВМ с оболочкой данной планеты. Последний тип взаимодействия, в свою очередь, может вносить более существенный вклад в наблюдаемые величины [119]. При этом само взаимодействие КВМ с атмосферой экзопланеты сопровождается вспышками, причем сначала происходит взаимодействие атмосферы с XUV излучением звезды, а затем КВМ взаимодействует с уже возмущенными верхними слоями этой атмосферы. Поэтому, важной задачей является отделить наблюдательные эффекты, возникающие в данных процессах, друг от друга. Эта задача, в свою очередь, не является целью настоящей работы. И будет рассмотрена нами в последующих работах.

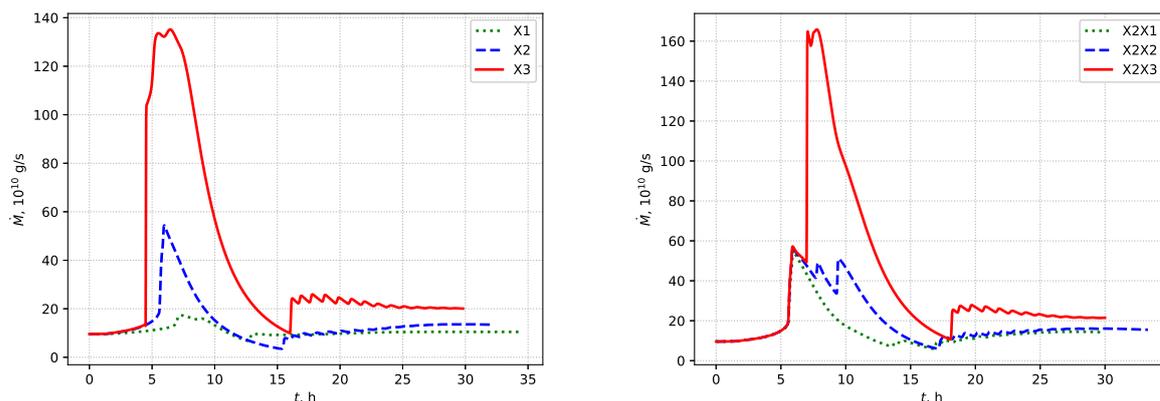


Рис. 2.22. Изменение темпа потери массы \dot{M} в результате воздействия оди-
нарной (слева) и триггерной (справа) вспышки.

В стационарном состоянии атмосферы параметр $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v$ является постоянным и определяет темп потери массы планеты вследствие планетного ветра. Поскольку мы рассматриваем решение вдоль линии, соединяющей центры планеты и звезды, то с учетом приливной силы наше решение, вообще говоря, не является строго сферически-симметричным. Поэтому следует иметь в виду, что параметр \dot{M} не совпадает с точным значением темпа потери массы \dot{M}_{pl} и может отличаться от него в несколько раз. Тем не менее, в рамках нашей одномерной аэрономической модели его можно использовать для оценки реального темпа потери массы атмосферы.

На левой панели рис. 2.22 показаны зависимости величины \dot{M} от времени для моделей X1, X2 и X3. Динамический отклик атмосферы приводит к резкому росту темпа потери массы. В моделях X1, X2 и X3 параметр \dot{M} возрастает в 1.8, 5.7 и 14.1 раза соответственно. Активная фаза динамического отклика продолжается примерно 12 часов после вспышки. Характерный период релаксации к исходному состоянию атмосферы составляет порядка суток.

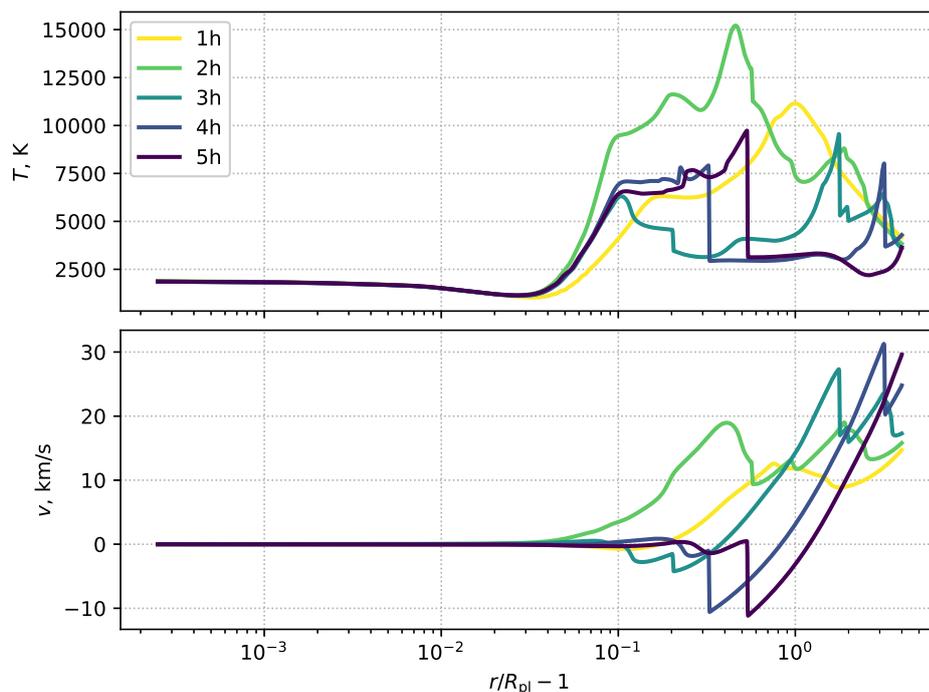


Рис. 2.23. Радиальные профили температуры (вверху) и скорости (внизу) в верхней атмосфере горячего юпитера для модели X2X3. Каждая кривая соответствует различному времени, прошедшему от начала звездной вспышки.

2.3.2. Повторная вспышка

Мы провели расчеты воздействия на атмосферу горячего юпитера повторной вспышки, состоящей из последовательности двух одинарных вспышек. Продолжительность каждой одинарной вспышки составляла 30 мин. Интервал между двумя отдельными вспышками задавался равным 1 часу. Мы рассматривали случай, когда параметр X_{\max} у первой вспышки равнялся фиксированному значению 100, а у второй варьировался. Было проведено три расчета, в которых для второй вспышки параметр X_{\max} задавался равным 10 (модель X2X1), 100 (модель X2X2) и 1000 (модель X2X3).

На рис. 2.23 представлены профили температуры $T(r)$ (вверху) и скорости $v(r)$ (внизу) для модели X2X3. Различные кривые соответствуют различным моментам времени от начала повторной вспышки. Как и в случае одиночной вспышки, повторная вспышка не оказывают практически

никакого влияния на глубокие слои атмосферы. Основное воздействие сно-ва приходится на внешние слои атмосферы. Однако при этом структура динамического отклика оказывается более сложной. От каждой отдельной вспышки формируются две ударные волны, распространяющиеся вовнутрь и наружу атмосферы. Эти ударные волны имеют разную интенсивность и эффективно взаимодействуют между собой. В модели X2X3 максимальное значение температуры достигает значения 16700 К, а максимальная скорость доходит до 32.9 км/с. Интересно отметить, что эти значения получились немного меньше, чем для модели X3 одиночной вспышки. По-видимому, это обусловлено тем, что к моменту начала второй вспышки X3 атмосфера была уже возмущена первой вспышкой X2.

На рис. 2.24 показаны профили концентраций компонентов n_α для модели X2X3 в различные моменты времени от начала вспышки. Кривые на левой верхней панели (через 1 час от начала вспышки) совпадают с кривыми на левой верхней панели рис. 2.19, поскольку возмущения от второй вспышки еще нет. Однако дальнейшее изменение профилей концентраций уже определяется обеими вспышками. Поэтому профили получаются более сложными. Распространение и взаимодействие ударных волн приводит к оттоку нейтрального газа во внешние слои атмосферы. В результате степень ионизации внешней части атмосферы на некоторое время уменьшается, но затем это вещество вновь ионизируется излучением звезды. В данной модели облачный слой практически полностью диссипирует, но, когда атмосфера приходит в спокойное состояние, восстанавливается вновь.

На правой панели рис. 2.21 для обсуждаемой модели X2X3 показаны профили отношения текущего значения концентрации атомарного водорода к соответствующему значению в спокойном состоянии, $n_{\text{H}}/n_{\text{H}}^0$. В данном случае вариация этого параметра достигает пяти порядков величины. Таким образом, можно заключить, что повторные вспышки могут приводить к еще более выраженным наблюдательным проявлениям отклика атмосфе-

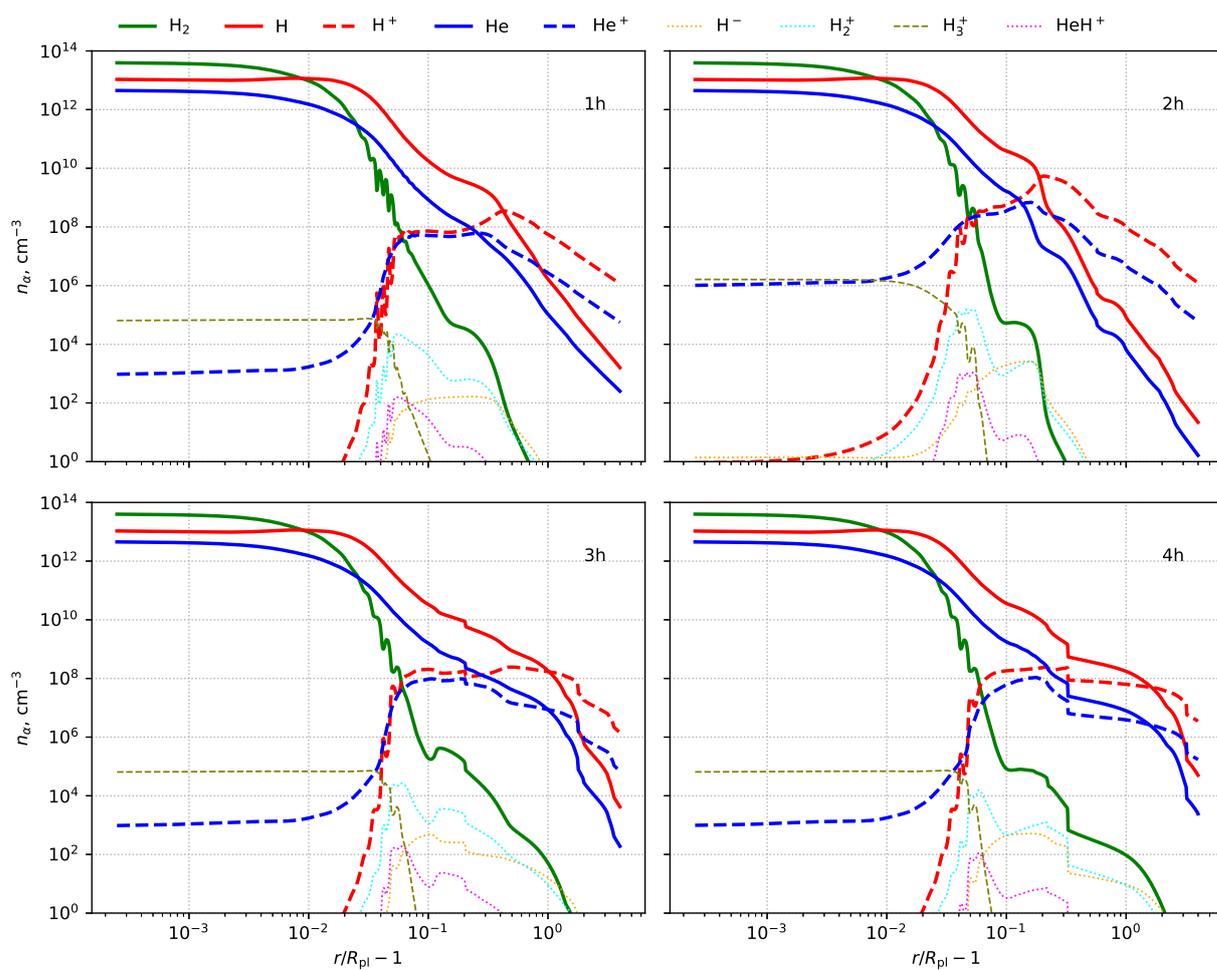


Рис. 2.24. Профили концентраций компонентов в верхней атмосфере горячего юпитера для модели X2X3 в различные моменты времени от начала вспышки.

ры на такое воздействие со стороны родительской звезды по сравнению с одинарными вспышками. Это, в свою очередь, может увеличить шансы для обнаружения данных проявлений фотометрическими и спектральными методами с помощью планируемой к запуску обсерватории Спектр-УФ. Подробно этот вопрос будет рассмотрен нами в последующих работах. Такие проявления можно непосредственно фиксировать в наблюдениях возмущенных атмосфер горячих юпитеров.

На правой панели рис. 2.22 представлены зависимости темпа потери массы \dot{M} от времени для моделей X2X1, X2X2 и X2X3. В результате первой вспышки величина \dot{M} возрастает в 5.7 раз по сравнению со спокойным состоянием атмосферы. В моделях X2X1 и X2X2 дальнейшего увеличения этого параметра не происходит. В модели X2X3 вторая вспышка повышает темп потери массы в 17.3 раз по сравнению с первоначальным значением. Активная фаза динамического отклика продолжается около 15 часов. Период релаксации атмосферы к исходному состоянию, как и в случае одиночной вспышки, составляет порядка суток.

2.4. Положения, выносимые на защиту

По результатам третьей главы на защиту выносятся следующие положения:

- Разработана модель адсорбции и десорбции летучих соединений для многокомпонентной модели пыли. Модель добавлена в двумерный гидродинамический код FEOSAD, что обеспечило возможность рассматривать совместную динамику газа, пыли и льдов в протопланетных дисках. С помощью данной модели показано, что при высокой турбулентности ледяные мантии вызывают заметное изменение свойств пыли в окрестности линии льдов воды.
- Показано, что льды попадают на крупную пыль, главным образом, в

результате коагуляции обледеневших мелких пылинок. Вдоль линий льдов накапливаются газофазные и ледяные летучие соединения, при этом повышение их содержания относительно среднего уровня может достигать двух порядков величины.

Заключение

В данной диссертационной работе для моделирования структуры верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов разработана одномерная нестационарная аэрономическая модель, основанная на приближении одножидкостной многокомпонентной гидродинамики. В модели были учтены функции нагрева и охлаждения, приливная сила, диффузия и теплопроводность. Расчеты проводились для экзопланет-гигантов с водородно-гелиевым химическим составом верхней атмосферы для различных моделей.

Во всех вариантах расчетов формируется трансзвуковой планетный ветер, приводящий к гидродинамическому оттоку вещества. Учет приливной силы приводит к дополнительному ускорению планетного ветра. При этом скорость ветра на внешней границе возрастает в три раза, а темп потери массы в 2.5 раза.

В некоторых вариантах модели горячего юпитера в глубоких слоях атмосферы в полученных решениях было обнаружено развитие неустойчивости, приводящей к колебаниям значений концентрации ряда компонентов. Проведенные дополнительные исследования позволяют сделать вывод о том, что физическая причина этого явления связана с тепловой неустойчивостью в химически реагирующем газе. Это означает, что в верхней атмосфере горячего юпитера на высотах порядка $0.5R_p$ над фотометрической поверхностью может формироваться своеобразный облачный слой.

Также были проведены расчеты для анализа влияния вспышечной активности на атмосферу экзопланеты. Результаты расчетов показали, что темп потери массы во взмученной атмосфере в разы возрастает (зависит от интенсивности вспышки). Достаточно сильные одиночные и повторные

вспышки могут почти полностью разрушать облачный слой. Однако в спокойном состоянии он вновь восстанавливается.

Разработанная в диссертации модель может применяться для изучения атмосфер экзопланет с более сложным химическим составом. Кроме того, результаты расчетов одномерной аэрономической модели могут быть использованы в качестве начальных условий трехмерного численного кода для исследования процесса обтекания горячей экзопланеты звездным ветром.

Литература

1. N. Madhusudhan, M. Agundez, J.L. Moses, Y. Hu, *Space Science Reviews* **205**, 1-4, 285 (2016).
2. L.D. Deming, S. Seager, *J. Geophys. Res.: Planets* **122**, 53 (2017).
3. R. Hobbs, O. Shorttle, N. Madhusudhan, P. Rimmer, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, 2242 (2019).
4. R.I. Dawson, J.A. Johnson, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **56**, 175 (2018).
5. S.-J. Paardekooper, A. Johansen, *Space Science Reviews* **214**, 38 (2018).
6. S. Dash, M. Liton, K. Willacy, et al., *Astrophys. J.* **932**, id.20 (21 pp.) (2022).
7. B. Drummond, P. Tremblin, I. Baraffe, et al., *Astron. and Astrophys.* **594**, A69 (2016).
8. S.-M. Tsai, J.R. Lyons, L. Grosheintz, et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **228**, 20 (2017).
9. E.K.H. Lee, S.-M. Tsai, M. Hammond, et al., *Astron. and Astrophys.* **672**, id.A110 (13 pp.) (2023).
10. A.P. Showman, J.J. Fortney, Y. Lian, et al., *Astrophys. J.* **699**, 564 (2009).
11. J.I. Moses, C. Visscher, J.J. Fortney, et al., *Astrophys. J.* **737**, 15 (2011).
12. B. Drummond, N. J. Mayne, J. Manners, et al., *Astrophys. J.* **855**, L31 (2018).

13. D.V. Bisikalo, V.I. Shematovich, P.V. Kaygorodov, A.G. Zhilkin, *Phys. Usp.* **64** (8) (2021).
14. J.E. Owen, R.A. Murray-Clay, E. Schreyer, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **518**, 4357 (2023).
15. R. Yelle, H. Lammer, and W.-H. Ip, *Space Science Reviews* **139**, 437 (2008).
16. R.V. Yelle, *Icarus* **170**, 167 (2004).
17. A. Garcia Munoz, *Planet. Space Sci.* **55**, 1426 (2007).
18. T.T. Koskinen, M.J. Harris, R.V. Yelle, P. Lavvas, *Icarus* **226**, 1678 (2013).
19. T.T. Koskinen, R.V. Yelle, M.J. Harris, P. Lavvas, *Icarus* **226**, 1695 (2013).
20. I.F. Shaikhislamov, M.L. Khodachenko, Y.L. Sasunov, et al., *Astrophys. J.* **795**, 132 (2014).
21. D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, et al., *Astrophys. J.* **764**, 19 (2013).
22. V.I. Shematovich, D.E. Ionov, H. Lammer, *Astron. and Astrophys.* **571**, A94 (2014).
23. D.E. Ionov, Y.N. Pavlyuchenkov, V.I. Shematovich, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 5639 (2018).
24. A. Garcia Munoz, *Icarus* 392, id. 115373 (2023).
25. H. Lammer, J.F. Kasting, E. Chassefiere, et al., *Space Science Reviews* **139**, 399 (2008).
26. B.J. Fulton, E.A. Petigura, A.W. Howard, et al., *Astron. J.* **154**, 109 (2017).
27. T. Mazeh, T. Holczer, S. Faigler, *Astron. and Astrophys.* **589**, A75 (2016).
28. T.A. Berger, D. Huber, E. Gaidos, J.L. van Saders, *Astrophys. J.* **866**, 99 (2018).

29. J.E. Owen, I.F. Shaikhislamov, H. Lammer, L. Fossati, M.L. Khodachenko, *Space Science Reviews* **216**, 129 (2020).
30. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G.E. Ballester, et al., *Nature* **422**, 143 (2003).
31. J.L. Linsky, H. Yang, K. France, et al. *Astrophys. J.* **717**, 1291 (2010).
32. A. Lecavelier des Etangs, V. Bourrier, P.J. Wheatley, et al., *Astron. and Astrophys.* **543**, L4 (2012).
33. L. Ben-Jaffel, G.E. Ballester, *Astron. and Astrophys.* **553**, A52 (2013).
34. D. Ehrenreich, V. Bourrier, P.J. Wheatley, et al., *Nature* **522**, 459 (2015).
35. V. Bourrier, A. Lecavelier des Etangs, V. Ehrenreich, et al., *Astron. and Astrophys.* **620**, A147 (2018).
36. J.J. Spake, D.K. Sing, T.M. Evans, et al., *Nature* **557**, 68 (2018).
37. D.K. Sing, P. Lavvas, G.E. Ballester, et al., *Astron. J.* **158**, 91 (2019).
38. J.E. Owen, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **47**, 67 (2019).
39. J.M. Chadney, T.T. Koskinen, M. Galand, et al., *Astron. and Astrophys.* **608**, A75 (2017).
40. M. Lampon, M. Lopez-Puertas, L.M. Lara, et al., *Astron. and Astrophys.* **636**, A13 (2020).
41. T.T. Koskinen, P. Lavvas, C. Huang, et al., *Astrophys. J.* **929**, 52 (2022).
42. R.O.P. Loyd, T.T. Koskinen, K. France, et al., *Astrophys. J.* **834**, L17 (2017).
43. M. Mansfield, J.L. Bean, A. Oklopčić, et al., *Astrophys. J.* **868**, L34 (2018).
44. H. Lammer, F. Selsis, I. Ribas, et al., *Astrophys. J.* **598**, L121 (2003).

45. D. Kubyshkina, L. Fossati, N.V. Erkaev, et al., *Astrophys. J.* **866**, L18 (2018).
46. E.D. Lopez, J.J. Fortney, N. Miller, *Astrophys. J.* **761**, 59 (2012).
47. J.E. Owen, Y. Wu, *Astrophys. J.* **847**, 29 (2017).
48. L. Ben-Jaffel, *Astrophys. J.* **671**, L61 (2007).
49. L. Ben-Jaffel, S. Sona Hosseini, *Astrophys. J.* **709**, 1284 (2010).
50. A. Vidal-Madjar, J. Desert, A. Lecavelier des Etangs, et al., *Astrophys. J.* **604**, L69 (2004).
51. A. Oklopčić, C.M. Hirata, *Astrophys. J.* **855**, L11 (2018).
52. E.N. Parker, *Astrophys. J.* **128**, 664 (1958).
53. R.A. Murray-Clay, E.I. Chiang, N. Murray, *Astrophys. J.* **693**, 23 (2009).
54. J.H. Guo, *Astrophys. J.* **733**, 98 (2011).
55. D.E. Ionov, V.I. Shematovich, Ya.N. Pavlyuchenkov, *Astron. Rep.* **61**, 387 (2017).
56. F. Tian, O.B. Toon, A.A. Pavlov, H. De Sterck, *Astrophys. J.* **612**, 1049 (2005).
57. T. Penz, N.V. Erkaev, Y.N. Kulikov, et al., *Planetary and Space Science* **56**, 1260 (2008).
58. T.T. Koskinen, J. Y-K. Cho, N. Achilleos, A.D. Aylward, *Astrophys. J.* **722**, 178 (2010).
59. A.S. Arakcheev, A.G. Zhilkin, P.V. Kaigorodov, D.V. Bisikalo, A.G. Kosovichev, *Astron. Repts.* **61**, 932 (2017).
60. A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, *Astron. Repts.* **63**, 550 (2019).

61. A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, P.V. Kaygorodov, *Astron. Repts.* **64**, 259 (2020).
62. A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, *Astron. Repts.* **64**, 563 (2020).
63. A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, *Universe* **7**, 422 (2021).
64. A.G. Zhilkin, *Astron. Repts.* **67**, 307 (2023).
65. A.G. Zhilkin, Y.G. Gladysheva, D.V. Bisikalo, *INASAN Science Reports* **8**, 26 (2023).
66. G.B. Trammell, P. Arras, Z.-Y. Li, *Astrophys. J.* **728**, 152 (2011).
67. D. McElroy, C. Walsh, A.J. Markwick, et al., *Astron. and Astrophys.*, **550**, A36 (2013).
68. W.F. Huebner, J. Mukherjee, *Planet. Space Sci.* **106**, 11 (2015).
69. T.N. Woods, G.J. Rottman, S.M. Bailey, et al., *Sol. Phys.*, **177**, 133 (1998).
70. Y.B. Zel'dovich, Y.P. Raizer, *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena* (1967).
71. L. Spitzer, *Astrophys. J.*, **109**, 337 (1949).
72. N.G. Bochkarev, *Fundamentals of Interstellar medium Physics* (1992).
73. A. Dalgarno, R.A. McCray, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **10**, 375 (1972).
74. L. Spitzer, *Physical processes in the interstellar medium* (1978).
75. S. Miller, T. Stallard, J. Tennyson, H. Melin, *Journal of Physical Chemistry A* **117**, 9770 (2013).
76. Д.В. Бисикало, А.Г. Жилкин, А.А. Боярчук, *Газодинамика тесных двойных звезд* (М.: Физматлит, 2013).

77. Y.G. Gladysheva, A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, INASAN Science Reports **7**, 195 (2022).
78. E.N. Parker, *Astrophys. J.* **132**, 821 (1960).
79. R.S. Steinolfson, F.J. Hundhausen, *J. Geophys. Res.* **93**, 14269 (1988).
80. I.I. Roussev, T.I. Gombosi, I.V. Sokolov, *Astrophys. J.* **595**, L57 (2003).
81. T.L. Totten, J.W. Freeman, S. Arya, *J. Geophys. Res.* **100**, 13 (1995).
82. G.B. Field, *Astrophys. J.* **142**, 531 (1965).
83. T. Yoneyama, *Publ. Astron. Soc. Japan* **25**, 349 (1973).
84. D.V. Bisikalo, V.I. Shematovich, *Astron. Repts.* **59**, 836 (2015).
85. A.A. Boyarchuk, B.M. Shustov, I.S. Savanov, M.E. Sachkov, et al., *Astron. Repts.* **60**, 1, 2016.
86. C.K. Harada, E. M.-R. Kempton, E. Rauscher, et al., *Astrophys. J.* **909**, 85 (2021).
87. C. Helling, eprint arXiv:2205.00454 (2022).
88. A.J. Tylka, C.M.S. Cohen, W.F. Dietrich, M.A. Lee, et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **164**, 536 (2006).
89. O. Raukunen, M. Paasilta, R. Vainio, J.V. Rodriguez, et al., *J. Space Weather Space Clim.*, **10**, 24 (2020).
90. V.I. Shematovich, M.Ya. Marov, *Phys. Usp.* **61**, 217 (2018).
91. D.V. Bisikalo, V.I. Shematovich, A.A. Cherenkov, L. Fossati, C. Moestl, *Astrophys. J.* **869**, 108 (2018).
92. M.A. Tilley, A. Segura, V. Meadows, S. Hawley, J. Davenport, *Astrobiology*, **19**, 64 (2019).

93. А.Г. Жилкин, Ю.Г. Гладышева, В.И. Шематович, Д.В. Бисикало, *Астрон. журн.* **100** (12), 1190 (2023).
94. D.V. Bisikalo, V.I. Shematovich, P.V. Kaygorodov, A.G. Zhilkin, *Phys. Usp.* **64**, 747 (2021).
95. A. Segura, L.M. Walkowicz, , V. Meadows, J. Kasting, S. Hawley, Suzanne , *Astrobiology*, **10**, (2010).
96. D. Atri, S.R.C. Mogan, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **500**, L1 (2021).
97. L.N.R. do Amaral, L. Barnes, A. Segura, R. Luger, *Astrophys. J.* **928**, 12 (15 pp.) (2022).
98. R. Luger, R. Barnes, E. Lopez, J. Fortney, B. Jackson, V. Meadows, *Astrobiology* **15**, 57 (2015).
99. H. Maehara, T. Shibayama, S. Notsu, Y. Notsu, et al., *Nature* **485**, 478 (2012).
100. Y. Notsu, H. Maehara, S. Honda, S.L. Hawley, et al., *Astrophys. J.* **876**, 58 (2019).
101. M.N. Guenther, Z. Zhan, S. Seager, P.B. Rimmer, et al., *Astron. J.* **159**, 60 (2020).
102. D.J. Hollenbach, H.W. Yorke, D. Johnstone, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A.P. Boss, S.S. Russell (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), p. 401 (2000).
103. I. Ribas, E.F. Guinan, M. Guadel, M. Audard, *Astrophys. J.* **622**, 1, 680, (2005).
104. A.G. Sreejith, L. Fossati, A. Youngblood, K. France, S. Ambily, *Astron. Astrophys.* **664**, A67, (2020).

105. K. France, N. Arulanantham, L. Fossati, A.F. Lanza, et al., *Astrophys. J. Supl. Ser.* **239**, id. 16, 24 pp. (2018).
106. J.L. Linsky, J. Fontenla, K. France, *Astrophys. J.* **780**, id. 61, 11 pp., (2014).
107. A. Garcia Munoz, *Planet. Space Sci.* **55**, 1426 (2007).
108. M. Salz, S. Czesla, P.C. Schneider, J.H M.M. Schmitt, *Astron. Astrophys.* **586**, A75 (2016).
109. C.P. Johnstone, M. Gudel, H. Lammer, K.G. Kislyakova, *Astron. Astrophys.*, **617**, A107, (2018).
110. P.M. Banks, G. Kockarts, *Aeronomy* (New York: Academic Press, 1973).
111. A. Garcia Munoz, *Planet. Space Sci.* **55**, 1414 (2007).
112. R.W. Schunk, A.F. Nagy, *Ionospheres: physics, plasma physics, and chemistry* (Cambridge Univ. Press, 2nd Ed., 2000, 2009).
113. A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, *Astron. Rep.* **66**, 1008 (2022).
114. Самарский А.А., Николаев Е.С., *Методы решения сеточных уравнений* (М.: Наука, 1978).
115. M.G. Malygin, R. Kuiper, H. Klahr, et al., *Astron. Astrophys.* **568**, A91, (2014).
116. R.S. Freedman, J. Lustig-Yaeger, J.J. Fortney, et al., *Astrophys. J. Supl. Ser.* **214**, 25, (2014).
117. R.S. Freedman, M.S. Marley, K. Lodders, *Astrophys. J. Supl. Ser.* **174**, 504, (2008).
118. B.M. Shustov, M.E. Sachkov, S.G. Sichevsky, R.N. Arkhangelsky, et al., *Solar System Research*, **55**(7), 677 (2021).

119. В.И. Шематович, И.Ф. Шайхисламов, А.Г. Жилкин, И.С. Саванов, Г.Н. Цуриков, Д.В. Бисикало, ФИЗМАТ, **1**, 33 (2023).
120. A. Segura, L.M. Walkowicz, V. Meadows, J. Kasting, S. Hawley, Suzanne, *Astrobiology*, **10**, (2010).
121. M.A. Tilley, A. Segura, V. Meadows, S. Hawley, J. Davenport, *Astrobiology*, **19**, 64 (2019).
122. D. Atri, S.R.C. Mogan, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **500**, L1 (2021).
123. L.N.R. do Amaral, L. Barnes, A. Segura, R. Luger, *Astrophys. J.* **928**, 12 (15 pp.) (2022).
124. D.V. Bisikalo, V.I. Shematovich, A.A. Cherenkov, L. Fossati, C. Moestl, *Astrophys. J.* **869**, 108 (2018).
125. D.V. Bisikalo, A.A. Cherenkov, V.I. Shematovich, L. Fossati, C. Moestl, *Astron. Rep.*, **62**, 648 (2018).
126. A.A. Cherenkov, I.F. Shaikhislamov, D.V. Bisikalo, V.I. Shematovich, L. Fossati, C. Moestl, *Astron. Rep.*, **63**, 94 (2019).
127. A.A. Boyarchuk, B.M. Shustov, I.S. Savanov, M.E. Sachkov, et al., *Astron. Repts.* **60**, 1, 2016.
128. L. Fossati, C.A. Haswell, C.S. Froning, L. Hebb, et al., *Astrophys. J.* **714**, L222 (2010).
129. M. Holmstrom, A. Ekenback, F. Selsis, T. Penz, et al., *Nature* **451**, 970 (2008).
130. I.F. Shaikhislamov, M.L. Khodachenko, H. Lammer, K.G. Kislyakova, et al., *Astrophys. J.* **832**, id. 173 (20 pp.) (2016).
131. M.L. Khodachenko, I.F. Shaikhislamov, H. Lammer, A.G. Berezutsky, et al., *Astrophys. J.* **885**, id. 67 (20 pp.) (2019).

132. А.Г. Жилкин, Ю.Г. Гладышева, В.И. Шематович, Г.Н. Цуриков, Д.В. Бисикало, Астрон. журн. **101** (2023) (в печати).
133. Y.G. Gladysheva, A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, INASAN Science Reports **5**, 1 (2020).