

АЭРОНОМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОДОРОДНО-ГЕЛИЕВЫХ ВЕРХНИХ АТМОСФЕР ГОРЯЧИХ ЭКЗОПЛАНЕТ-ГИГАНТОВ

© 2023 г. А. Г. Жилкин^{1,*}, Ю. Г. Гладышева¹, В. И. Шематович¹, Д. В. Бисикало^{1,2}

¹Учреждение Российской академии наук Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

²Национальный центр физики и математики, Саров, Россия

*E-mail: zhilkin@inasan.ru

Поступила в редакцию 05.09.2023 г.

После доработки 06.10.2023 г.

Принята к публикации 23.10.2023 г.

В работе представлена одномерная аэрономическая модель водородно-гелиевых верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов, основанная на приближении одножидкостной многокомпонентной гидродинамики. Учитываются химические реакции и процессы нагрева-охлаждения. В качестве примера приложения модели рассмотрены типичные горячий юпитер и теплый нептун. Расчеты проведены для различных значений газового давления на фотометрическом радиусе планеты. В полученных решениях формируется трансзвуковой планетный ветер, приводящий к гидродинамическому оттоку атмосферы с темпами потери массы порядка 3.5×10^{10} г/с для горячего юпитера и 3.7×10^9 г/с для теплого нептона. При этом внешние слои атмосферы горячего юпитера оказываются полностью ионизованными, в то время как атмосфера теплого нептона в основном состоит из нейтрального газа. В некоторых вариантах модели горячего юпитера в глубоких слоях атмосферы развивается неустойчивость, которая может приводить к формированию специфического облачного слоя.

Ключевые слова: горячие юпитеры, аэрономия, численное моделирование, гидродинамика, химические реакции, тепловой баланс

DOI: 10.31857/S0004629923120149, **EDN:** CRYQRS

1. ВВЕДЕНИЕ

Химический состав может дать ключевую 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]. Не-прозрачность 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., напр., [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., напр., не-

давние обзоры [13, 14]). Собственно 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, самосогласованность, 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., напр., [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 (напр., [25]).

Экзопланеты предлагают расширенное пространство параметров, которое можно использовать для тестирования моделей убегания из атмосферы. Статистический анализ распределений экзопланет по радиусу и периоду обращения показывает, что популяция известных экзопланет включает в себя такие особенности, как долина по радиусу между каменистыми планетами и планетами с протяженными газовыми оболочками [26] и пустыни горячих нептонов/суперземель [27, 28], которые часто связаны с потерей газовых оболочек с течением времени (см., например, [29]). Многие транзитные экзопланеты также демонстрируют признаки убегания из атмосферы в своих спектрах пропускания (см., напр., [30–37]), что привело к необходимости новых разработок в теории процессов убегания из атмосферы (см., напр., [13, 38]). Наблюдения за атмосферами планет во время транзитов ограничили механизм убегания и скорости потери массы в теоретических моделях и выявили качественные различия между различными типами планет и их родительских звезд. Например, транзитные наблюдения в дальнем ультрафиолетовом диапазоне (FUV), полученные с помощью HST, позволили исследовать распределение атомарного водорода в протяженных верхних слоях атмосферы, а также некоторых более тяжелых элементов, таких как углерод, кислород и кремний, если последние присутствуют на больших высотах в достаточном количестве. Эти наблюдения показывают, что многие планеты на близких к родительской звезде орбитах теряют массу из-за гидродинамиче-

ского оттока. Они также указывают на то, что планеты с массой Нептуна, такие как GJ 436b и GJ 3470b, имеют большие глубины транзитов (в частности, в линии Ly α) в верхних слоях атмосферы [34, 35], чем горячие юпитеры, такие как HD 209458b или HD 189733b [30, 32].

Как правило, процессы убегания осуществляются за счет диссоциации, ионизации и нагрева верхних слоев атмосферы планеты рентгеновским и ультрафиолетовым (XUV) излучением звезд [13]. Большинство моделей этого процесса сходятся во мнении, что типичные горячие юпитеры не теряют существенной части своих оболочек, даже когда потеря их атмосферы происходит в режиме гидродинамического оттока. Подробные модели верхних слоев атмосферы, которые использовались для объяснения наблюдений за транзитами, обычно предсказывают скорость атмосферных потерь порядка 10^{10} – 10^{11} г/с для наиболее изученных горячих юпитеров, таких как HD 209458b или HD 189733b (напр., [16–19, 39–41]). При таких скоростях совокупная потеря массы атмосферы многими горячими юпитерами составляет самое большее несколько процентов от текущей массы планеты в зависимости от изменения потока XUV излучения родительской звезды со временем.

Наблюдения транзитных теплых нептонов (10 – $25 M_{\oplus}$) в линиях Ly α и He I с длиной волны 1083 нм предполагают скорость потери массы около 10^9 – 10^{12} г/с, т.е. того же порядка величины, что и для известных горячих юпитеров [34, 35, 40–43]. В то время как показатели потери массы, якобы полученные из наблюдений, на самом деле зависят от модели, в том смысле, что они зависят от того, какая физика включена в модель, и от предполагаемых свойств планеты и родительской звезды. Эти значения согласуются с идеей о том, что атмосферы горячих нептонов и планет с меньшей массой в целом подвержены гидродинамическому убеганию даже с большей вероятностью, чем атмосферы горячих юпитеров [29]. Если это так, то скорость потери массы ограничена по доступной энергии (напр., [44, 45]) примерно с точностью до порядка величины, а скорость убегания обратно пропорциональна объемной плотности планеты, которая аналогична для горячих нептонов и юпитеров. Однако относительное влияние потери массы на горячие нептоны больше, особенно если учитывать их эволюцию с течением времени и более высокие звездные потоки XUV излучения в случае, когда родительская звезда является молодой звездой (напр., [46]). Горячие нептоны и планеты с меньшей массой также более подвержены потере массы из-за переполнения полости Роша, чем горячие юпитеры. Следовательно, планеты с меньшей массой могут

со временем терять значительную часть своей газовой оболочки, что объясняет возникновение пустыни горячих нептонов/суперземель среди населения известных планет (напр., [47]).

Одним из наиболее изученных и широко обсуждаемых горячих юпитеров является экзопланета HD 209458b. В работе [30] приведены первые наблюдения первичных транзитов этой планеты в Лу α 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 O I (2P–2D) и $7.5 \pm 3.5\%$ в резонансных линиях C II (3P–3S) [50]. Новую возможность исследовать расширяющиеся атмосферы горячих юпитеров и теплых нептонов открывают измерения метастабильной триплетной линии гелия 2^3S на 108 300 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., напр., [13]).

Одномерные аэрономические модели, описывающие структуру верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов, можно условно разделить на две группы. К первой группе отнесем 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 задачи 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 шивки, которое необходимо учесть при построении решения. Модели подобного типа были использованы, например, в работах [53, 54]. Ко второй группе отнесем нестационарные модели, в которых полученное решение либо стремится

к стационарному, либо является квазистационарным. 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., напр., [16, 17, 20, 56–58]). В нашей работе мы также использовали эйлеровы переменные. Следует сказать, что наличие внешнего потока плазмы звездного ветра, гравитация материнской звезды, а также неравномерный прогрев атмосферы существенным образом ограничивают применимость одномерных аэрономических моделей.

Авторами данной работы в течение ряда лет развивалась трехмерная численная МГД модель протяженной оболочки горячего юпитера [13, 59–62], учитывающая магнитное поле планеты и звездного ветра. Более полная модель, основанная на приближении одножидкостной многокомпонентной магнитной гидродинамики, предложена в работе [63]. Эта модель позволяет учесть изменения химического состава оболочек горячих юпитеров. В работе [64] для исследования процесса обтекания горячей экзопланеты звездным ветром представлен трехмерный численный код в сферических координатах. В результате у нас появилась возможность разработки трехмерной аэрономической модели для описания структуры верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов. Однако при этом возникает проблема корректного задания начальных условий в трехмерном численном коде [65]. Во всех выполненных нами ранее трехмерных расчетах в начальный момент времени вокруг планеты задавалась сферически-симметричная изотермическая атмосфера, распределение плотности в которой определялось из условия гидростатического равновесия, а химический состав предполагался однородным. Очевидно, что включение химических реакций, процессов ионизации и диссоциации, а также нагрева и охлаждения приведет к нарушению этих условий: химический состав станет неоднородным, а сама атмосфера – неизотермической. Из-за большой теплоемкости атмосферы релаксация к новому стационарному состоянию требует много расчетного времени (десятки и сотни орбитальных периодов) и при этом сопровождается весьма бурными процессами. Поэтому более тщательная подготовка начальных условий

для трехмерной численной модели представляет собой отдельную задачу. Это можно осуществить с помощью более простой, но аналогичной по учитываемым физическим процессам, одномерной аэрономической модели. В данной работе мы представляем такую модель.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 описана численная модель. В разделе 3 приведено описание численного метода. В разделе 4 представлены результаты численных расчетов. В разделе 5 обсуждаются полученные результаты. В Заключение сформулированы основные выводы по работе.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

2.1. Основные уравнения

Структуру верхней атмосферы горячей экзопланеты-гиганта будем описывать в одномерном сферически-симметричном приближении в рамках многокомпонентной гидродинамики. Нашу аэрономическую модель предполагается использовать для задания начальных условий в трехмерном численном коде [63, 64]. Поэтому мы пренебрегаем эффектами вязкости, теплопроводности, диффузии, влиянием звездного ветра, магнитного поля, а также приливным взаимодействием от родительской звезды. В эйлеровых переменных (время t и радиальная координата r , отсчитываемая от центра планеты) систему основных уравнений можно записать в следующем виде:

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

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

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + \frac{P}{\rho} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) = \frac{1}{\rho} (\Gamma - \Lambda), \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_\alpha v) = K_\alpha - n_\alpha L_\alpha. \quad (4)$$

Здесь ρ – плотность вещества, v – средняя массовая радиальная скорость, P – полное давление, ε – удельная внутренняя энергия, G – гравитационная постоянная, M_{pl} – масса планеты. В уравнении энергии (3) величины Γ и Λ представляют собой объемные коэффициенты нагрева и охлаждения соответственно (измеряются в [эрг/(см³ с)]). Для каждого компонента сорта α определены концентрация n_α , темп производства K_α [1/(см³ с)] и скорость расхода L_α [1/с].

Плотность ρ , давление P , внутренняя энергия ε и температура T удовлетворяют уравнениям состояния идеального газа

$$P = \frac{k_B \rho T}{\mu m_p}, \quad \varepsilon = \frac{k_B T}{\mu m_p (\gamma - 1)}, \quad (5)$$

где k_B – постоянная Больцмана, m_p – масса протона, γ – показатель адиабаты. В расчетах мы учитывали только поступательные степени свободы частиц, поэтому считали, что $\gamma = 5/3$. Средний молекулярный вес μ определяется выражением

$$\frac{1}{\mu} = \sum_\alpha (1 + Z_\alpha) \frac{m_p}{m_\alpha} \xi_\alpha, \quad (6)$$

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⁺, H₂, H₂⁺, H₃⁺, He, He⁺, HeH⁺, а также электроны e⁻. Для электронов отдельное уравнение вида (4) решать не обязательно, поскольку их концентрация может быть найдена из условия квазинейтральности плазмы,

$$n_e = \sum_\alpha Z_\alpha n_\alpha. \quad (7)$$

Далее мы подробно опишем химический (правая часть уравнений (4)) и тепловой (правая часть уравнения (3)) блоки нашей модели.

2.2. Химические реакции

Сетка химических реакций и соответствующие константы скорости представлены в табл. 1. Всего нами учитывалось 33 реакции. За исключением единственной реакции R5 все реакции являются двухчастичными и могут быть описаны формулой



где химические компоненты A и B являются реагентами, а C представляет собой продукт реакции, которых может быть несколько. Реакция R5 образования молекул H₂ из двух атомов водорода идет с участием третьей частицы, которая может относиться к любой из фракций. Реакции перезарядки R6 и R13 могут идти как в прямом, так и в обратном направлении.

Для учета химических процессов в нашей численной модели правые части уравнений (4) формируются автоматически. Опишем кратко, как это делается. Рассмотрим двухчастичную реакцию вида (8). В данном процессе концентрации реагентов уменьшаются, а концентрации продуктов увеличиваются. Если обозначить константу

Таблица 1. Сетка реакций водородно-гелиевой химии

№	Реакция	Темп	Ссылка
R1a	$H_2 + H \rightarrow H + H + H$	$1.40 \times 10^{-4} T^{-1} e^{-55000/T}$	[66]
R1b	$H_2 + H_2 \rightarrow H + H + H_2$	$10^{-8} e^{-84100/T}$	[66]
R2	$H_2 + e^- \rightarrow H + H + e^-$	$4.37 \times 10^{-10} T^{0.35} e^{-102000/T}$	[66]
R3	$H + e^- \rightarrow H^+ + e^- + e^-$	$6.44 \times 10^{-11} T^{0.5} e^{-158000/T}$	[66]
R4	$He + e^- \rightarrow He^+ + e^- + e^-$	$1.98 \times 10^{-11} T^{0.5} e^{-284300/T}$	[68]
R5	$H + H + M \rightarrow H_2 + M$	$1.50 \times 10^{-29} T^{-1.3}$	[17]
R6a,b	$H^+ + He \rightleftharpoons H + He^+$	$2.88 \times 10^{-16} T^{0.25}$	[66]
R7	$H^+ + e^- \rightarrow H + h\nu$	$2.52 \times 10^{-10} T^{-0.75}$	[66]
R8	$He^+ + e^- \rightarrow He + h\nu$	$9.08 \times 10^{-11} T^{-0.64}$	[17]
R9	$H^- + H \rightarrow H_2 + e^-$	$4.00 \times 10^{-8} T^{-0.39} e^{-39.4/T}$	[66]
R10	$H^- + H^+ \rightarrow H + H$	$1.30 \times 10^{-6} T^{-0.5}$	[66]
R11	$H^- + He^+ \rightarrow H + He$	$1.30 \times 10^{-6} T^{-0.5}$	[66]
R12	$H + e^- \rightarrow H^- + h\nu$	$8.76 \times 10^{-18} T^{0.64} e^{-9.2/T}$	[66]
R13a,b	$H + H_2^+ \rightleftharpoons H_2 + H^+$	6.40×10^{-10}	[66]
R14	$H_2^+ + e^- \rightarrow H + H$	$1.86 \times 10^{-7} T^{-0.43}$	[17]
R15	$H_3^+ + e^- \rightarrow H_2 + H$	$1.38 \times 10^{-7} T^{-0.3}$	[17]
R16	$H_3^+ + e^- \rightarrow H + H + H$	$4.15 \times 10^{-7} T^{-0.3}$	[17]
R17	$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$	2.08×10^{-9}	[66]
R18	$H^- + H_3^+ \rightarrow H + H_2 + H$	$1.30 \times 10^{-6} T^{-0.5}$	[66]
R19	$H^+ + H \rightarrow H_2^+ + h\nu$	$2.34 \times 10^{-22} T^{1.49} e^{-228/T}$	[66]
R20	$H_2^+ + He \rightarrow He H^+ + H$	1.30×10^{-10}	[66]
R21	$H_2 + He H^+ \rightarrow He + H_3^+$	1.50×10^{-9}	[66]
R22	$H + He H^+ \rightarrow He + H_2^+$	9.10×10^{-10}	[66]
R23	$H_2 + h\nu \rightarrow H + H^+ + e^-$	$5.32 \times 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	
R24	$H_2 + h\nu \rightarrow H + H$	$5.32 \times 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	
R25	$H + h\nu \rightarrow H^+ + e^-$	$3.79 \times 10^{-5} / (1 + 0.75\tau^{1.7})$	[67]
R26	$He + h\nu \rightarrow He^+ + e^-$	$2.21 \times 10^{-5} / (1 + 0.01\tau^{1.9})$	
R27	$H^- + h\nu \rightarrow H + e^-$	$3.79 \times 10^{-5} / (1 + 0.75\tau^{1.7})$	
R28	$H_2^+ + h\nu \rightarrow H^+ + H$	$5.32 \times 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	
R29	$H_3^+ + h\nu \rightarrow H_2^+ + H$	$5.32 \times 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	
R30	$H_3^+ + h\nu \rightarrow H_2 + H^+$	$5.32 \times 10^{-5} / (1 + 0.45\tau^{1.6})$	

Примечание. Константа скорости для трехчастичной реакции R5 имеет размерность $[cm^6/c]$, для фотопроцессов (R23–R30) – $[c^{-1}]$, а для всех остальных реакций – $[cm^3/c]$.

скорости данной реакции через k , то получим следующие вклады в функции источника:

$$\Delta L_A = kn_B, \quad \Delta L_B = kn_A, \quad (9)$$

$$\Delta K_C = kn_A n_B, \dots \quad (10)$$

Здесь многоточие означает, что подобные выражения необходимо записать для всех продуктов реакции. В фотопроцессах в качестве реагента В

выступают фотоны и, следовательно, вместо выражений (9) и (10) имеем, соответственно,

$$\Delta L_A = k, \quad (11)$$

$$\Delta K_C = kn_A, \dots \quad (12)$$

Пробегая по всей сетке реакций, получим полное значение функции источника в уравнениях (4).

Система обыкновенных дифференциальных уравнений химической кинетики является жест-

кой, поскольку константы реакций могут сильно отличаться друг от друга. Поэтому для получения корректного численного решения необходимо вычислять матрицу Якоби.

$$J_{\alpha\beta} = \frac{\partial}{\partial n_{\beta}} (K_{\alpha} - n_{\alpha}L_{\alpha}). \quad (13)$$

В нашей численной модели эта матрица также формируется автоматически по заданной сетке реакций. Алгоритм генерации вполне аналогичен тому, как генерируются функции правых частей уравнений (4). При этом необходимо учесть соотношение

$$\frac{\partial n_{\epsilon}}{\partial n_{\alpha}} = Z_{\alpha}, \quad (14)$$

которое следует из (7).

2.3. Фотопроцессы

Константы скорости реакций фотоионизации и фотодиссоциации (реакции R23–R26) 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:

$$k_{ph} = \int_0^{\lambda_0} \sigma(\lambda) f_{\lambda} e^{-\tau(\lambda)} d\lambda, \quad (15)$$

где λ — длина волны, f_{λ} — поток ионизирующего излучения [количество фотонов / (с · см³)], 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 (15) удобной аналитической формулой. Для этого необходимо в подынтегральном выражении выделить один свободный параметр.

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

$$\tau(\lambda) = \int dr \sum_{\alpha'} \sigma_{\alpha'}(\lambda) n_{\alpha'} = \int dr \bar{\sigma}(\lambda) \sum_{\alpha'} n_{\alpha'}. \quad (16)$$

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^+ мож-

но 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:

$$\bar{\sigma}(\lambda) \approx \frac{\sigma_H(\lambda)n_H + \sigma_{He}(\lambda)n_{He}}{n_H + n_{He}}. \quad (17)$$

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, $\chi = [He/H]$. Это позволяет выразить полное эффективное сечение в виде

$$\bar{\sigma}(\lambda) \approx \frac{\sigma_H(\lambda) + \chi\sigma_{He}(\lambda)}{1 + \chi}. \quad (18)$$

Для оптической толщины находим

$$\tau(\lambda) = \frac{\bar{\sigma}(\lambda)}{\sigma_{XUV}} \tau, \quad \tau = \sigma_{XUV} \int n_n dr, \quad (19)$$

где коэффициент $\sigma_{XUV} = 6.3 \times 10^{-18}$ см², а n_n — концентрация нейтралов.

Численно рассчитанные по формуле (15) 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. Сечения взаимодействия $\sigma(\lambda)$ взяты из работы [69]. Для расчета использовался входящий поток излучения f_{λ} для спокойного Солнца [70], пересчитанный на расстояние от звезды 0.05 а.е., соответствующее положению типичного горячего юпитера. Полученные зависимости $k_{ph}(\tau)$ аппроксимировались аналитическим выражением

$$k_{kp} = \frac{k_0}{1 + \alpha\tau^{\beta}}, \quad (20)$$

где k_0 — значение константы, соответствующее входящему потоку излучения, α, β — параметры, зависящие от химического состава χ . Для случая $\chi = 0.05$ полученные значения этих параметров используются в табл. 1 (реакции R23–R26). Полученные аналитические аппроксимации зависимостей $k_{ph}(\tau)$ представлены на рис. 1 штриховыми линиями.

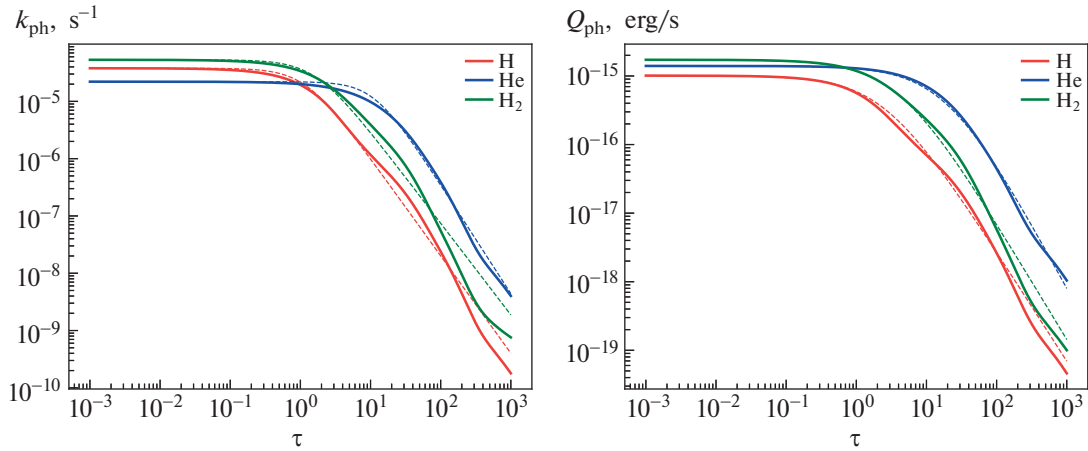


Рис. 1. Константы скорости реакций фотоионизации и фотодиссоциации k_{ph} (слева) и соответствующие величины энергии излучения Q_{ph} , поглощаемые средой в единицу времени в расчете на один атом (справа). Сплошными линиями показаны зависимости k_{ph} и Q_{ph} от оптической толщины τ , рассчитанные по формулам (15) и (22) для горячей планеты, находящейся на расстоянии 0.05 а.е. от родительской звезды. Штриховыми линиями показаны соответствующие аналитические аппроксимации.

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 [67]. 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 [66] для этих реакций значения констант задаются по такому же принципу.

2.4. 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

$$\Gamma_{\text{ph}} = n \int_0^{\lambda_0} \sigma(\lambda) f_{\lambda} e^{-\tau(\lambda)} (h\nu - h\nu_0) d\lambda = n(Q_{\text{ph}} - h\nu_0 k_{\text{ph}}), \quad (21)$$

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 време-

ни, рассчитанную на 1 атом (измеряется в единицах [эрг/с]),

$$Q_{\text{ph}} = \int_0^{\lambda_0} \sigma(\lambda) f_{\lambda} e^{-\tau(\lambda)} h\nu d\lambda. \quad (22)$$

Второе слагаемое $h\nu_0 k_{\text{ph}}$ в круглых скобках в правой части (21) 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 (22) зависимости $Q_{\text{ph}}(\tau)$ для реакций фотоионизации водорода и гелия, а также фотодиссоциации молекулярного водорода представлены сплошными линиями на правой панели рис. 1. Эти зависимости аппроксимировались аналитическим выражением [67]:

$$Q_{\text{ph}} = \frac{Q_0}{(1 + \alpha\tau)^{\beta}}, \quad (23)$$

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 табл. 2.

Полная функция нагрева определяется суммированием частных функций (21) по всем фотопроцессам. При расчете этой функции мы учиты-

Таблица 2. Коэффициенты аппроксимационной формулы (23) для поглощаемой энергии излучения Q_{ph} в процессах фотоионизации и фотодиссоциации

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

вали только процессы фотоионизации атомов водорода и гелия (реакции 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,

$$\Gamma_{ph} \rightarrow \eta_{ph} \Gamma_{ph}, \quad (24)$$

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.

2.5. 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 охлаждения определяется выражением [71]:

$$\Lambda_{ff} = 1.4 \times 10^{-27} T^{0.5} n_e n_{H^+}. \quad (25)$$

Другим процессом подобного рода является охлаждение за счет рекомбинационного излучения

(например, реакция фоторекомбинации водорода R7). Соответствующая функция охлаждения может быть описана выражением [72]:

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

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:

$$\Lambda_{lin} = n_e n_H L_c(H, T). \quad (27)$$

Функция $L_c(H, T)$ в табличном виде приведена в работе [73]. Если учитывать только излучение в линии Ly α , то можно получить более простое выражение [74]:

$$L_c(H, T) = 7.3 \times 10^{-19} e^{-118400/T}. \quad (28)$$

Охлаждение за счет ионизации электронным ударом можно описать следующей функцией:

$$\Lambda_{ion} = n_e n_H \overline{\sigma v} E_{ion}, \quad (29)$$

где $E_{ion} = 13.6$ эВ – энергия ионизации атома водорода, v – скорость электрона, σ – сечение столкновения. Усреднение (показано чертой сверху) осуществляется по функции распределения электронов по скоростям. Для усредненной величины $\overline{\sigma v}$ можно использовать аппроксимацию (см. монографию [72], ур-ние (11.1)), 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 $L_{rad}(H_3^+, T)$ полную энергию, излучаемую одной молекулой H_3^+ в единицу времени [эрг/с]. В результате для функции охлаждения можно написать:

$$\Lambda_{rad} = n_{H_3^+} L_{rad}(H_3^+, T). \quad (30)$$

Удобные для численных расчетов аналитические аппроксимации функции $L_{rad}(H_3^+, T)$ для довольно широкого интервала температур можно найти в работе [75].

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

$$\Lambda = \Lambda_{ff} + \Lambda_{rec} + \Lambda_{lin} + \Lambda_{ion} + \Lambda_{rad}. \quad (31)$$

3. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Для численного решения уравнений (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)–(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 (6).

На первом этапе выделяется подсистема, соответствующая многокомпонентной гравитационной гидродинамике. В уравнениях (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,

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = K_\alpha - n_\alpha L_\alpha, \quad (32)$$

и вычисляются 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:

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \Gamma - \Lambda, \quad (33)$$

и с учетом уравнения состояния (5) определяются новые значения температуры T . Для численного решения уравнения (33) 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 $r_{\max} = 10R_{\text{pl}}$.

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:

$$P(r) = P_{\text{atm}} \exp \left[- \frac{GM_{\text{pl}} \mu m_{\text{p}}}{k_{\text{B}}} \int_{R_{\text{pl}}}^r \frac{dr}{r^2 T(r)} \right], \quad (34)$$

где P_{atm} — давление на фотометрическом радиусе. Отсюда и из уравнения состояния (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 источниковые члены в уравнениях (3) (нагрев и охлаждение) и (4) (химические реакции) не учитывались.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

4.1. Горячий юпитер

В данном разделе представлены результаты расчетов структуры верхней атмосферы планеты HD 209458b, которая является типичным горячим юпитером. Эта планета имеет массу $M_{\text{pl}} = 0.69 M_{\text{J}}$ и фо-

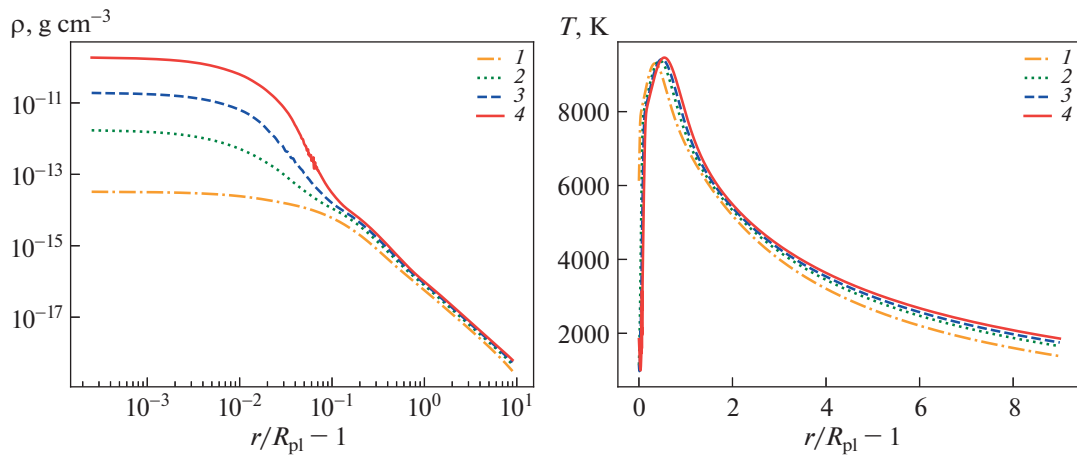


Рис. 2. Профили плотности (слева) и температуры (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для различных вариантов расчета (модели a1–a4).

тометрический радиус $R_{pl} = 1.38R_J$, 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 ч.

В качестве параметра модели задавалось значение давления на фотометрическом радиусе P_{atm} . Для удобства эту величину мы представляли в следующем виде: $P_{atm} = k_B n_{atm} T_{atm}$, где температура фиксировалась значением $T_{atm} = 1200$ К, а значение концентрации n_{atm} варьировалось. Расчеты проводились для нескольких вариантов: $n_{atm} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (модель a1), $n_{atm} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (модель a2), $n_{atm} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (модель a3) и $n_{atm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (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.

На рис. 2 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 непо-

средственно вблизи внутренней границы (фотометрический радиус). Наиболее глубокие слои атмосферы (толщина менее $0.05R_{pl}$) 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 $0.5R_{pl}$ достигает максимального значения, составляющего около 9400 К (см. табл. 3). В этой области происходит формирование гидродинамического истечения атмосферы (планетный ветер), в котором плотность, давление и температура монотонно падают с увеличением расстояния, а скорость, наоборот, монотонно возрастает. За счет процессов фотохимии жесткое излучение родительской звезды по-

Таблица 3. Характеристики полученных численных решений для горячего юпитера (модели a1–a4) и теплового непуна (модели b1–b4)

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

Примечание. T_{max} – максимальная температура, r_s – положение звуковой точки, \dot{M}_{pl} – темп потери массы.

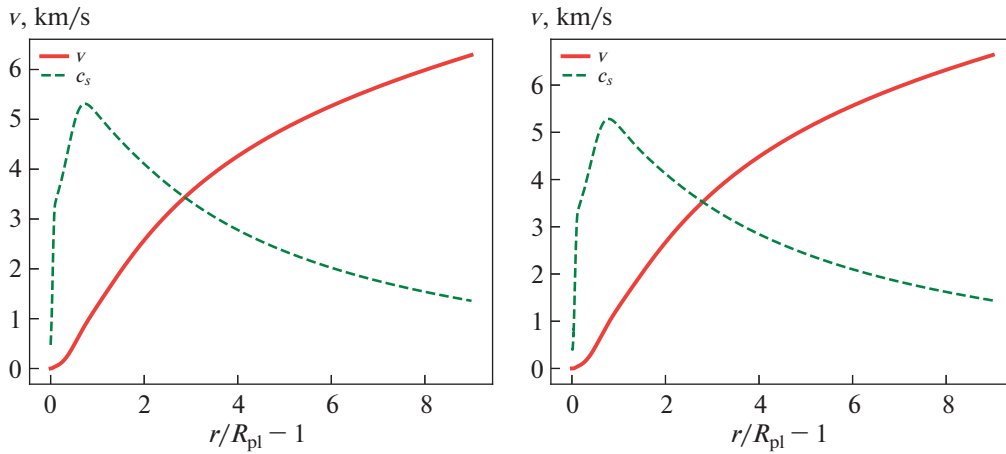


Рис. 3. Профили скорости газа v (сплошные линии) и скорости звука c_s (штриховые линии) в верхней атмосфере горячего юпитера для модели а2 (слева) и а3 (справа).

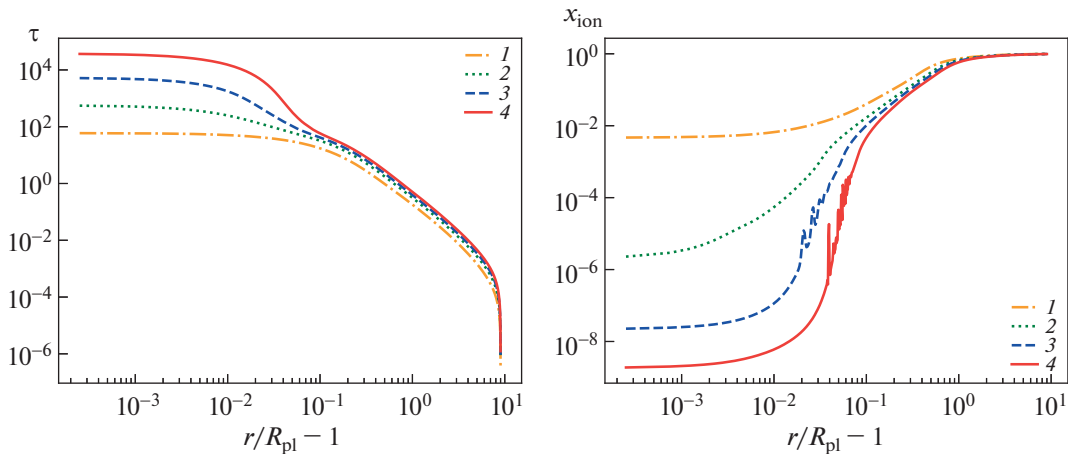


Рис. 4. Профили оптической толщины τ (слева) и степени ионизации x_{ion} (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для различных вариантов расчета.

глощается веществом атмосферы и преобразуется в его кинетическую энергию. Формирующееся течение является трансзвуковым. На рис. 3 показаны профили скорости газа v (сплошные линии) и скорости звука $c_s = \sqrt{\gamma P/\rho}$ (штриховые 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 табл. 3. До этой точки течение 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 (19), которая, в свою очередь, определя-

ется распределением нейтралов. Профили оптической толщины для различных моделей представлены на левой панели рис. 4. 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 плотности) показаны на правой панели рис. 4. 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 H и молекулы H_2 водорода, атомы гелия He). Внешние слои атмосферы оказываются почти полностью ионизо-

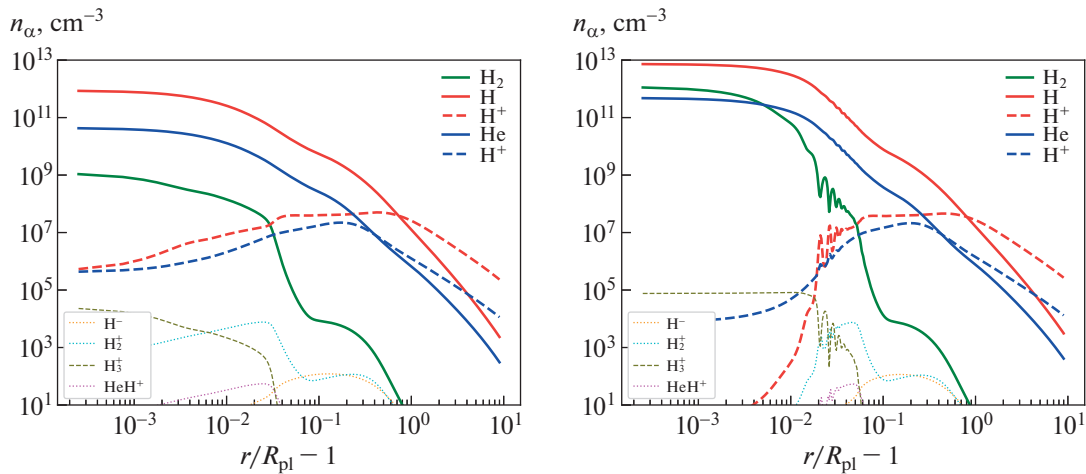


Рис. 5. Профили концентраций компонентов n_α в верхней атмосфере горячего юпитера для модели а2 (слева) и а3 (справа).

ванными. Граница между этими областями лежит приблизительно на высоте $0.05R_{pl}$.

На рис. 5 показаны высотные профили концентраций компонентов n_α для модели а2 (слева) и а3 (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). 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. 5, обусловлены развитием неустойчивости, которую мы обсудим ниже.

Профили функций нагрева Γ (сплошная жирная линия), а также частных функций охлаждения для двух моделей (а2 и а3) показаны на рис. 6. В движущейся среде полный тепловой баланс определяется не только функциями охлаждения, описанными в разделе 2.5. Как видно из уравнения энергии (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:

$$\Lambda_{advect} = -\rho v \frac{\partial \epsilon}{\partial r}, \quad (35)$$

$$\Lambda_{adiab} = -P \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v). \quad (36)$$

Заметим, что эти величины, вообще говоря, могут принимать как положительные значения (охлаждение), так и отрицательные (нагрев). Анализ рис. 6 позволяет заключить, что гидродинамическое истечение оказывает значительное влияние на установление теплового баланса во всей 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 $Lu\alpha$). 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 табл. 3 приведены некоторые характеристики полученных численных решений, описывающих структуру верхней атмосферы горячего юпитера (модели а1–а4). Представлены следующие значения: максимальная температура T_{max} , положение звуковой точки r_s , а также темп потери массы $\dot{M}_{pl} = 4\pi r^2 \rho v$. При переходе от модели а1 к а4 (рост давления P_{atm} на фотометрическом радиусе) максимальная температура незначительно возрастает, а положение звуковой точки смещается немного ближе к центру планеты. Темп поте-

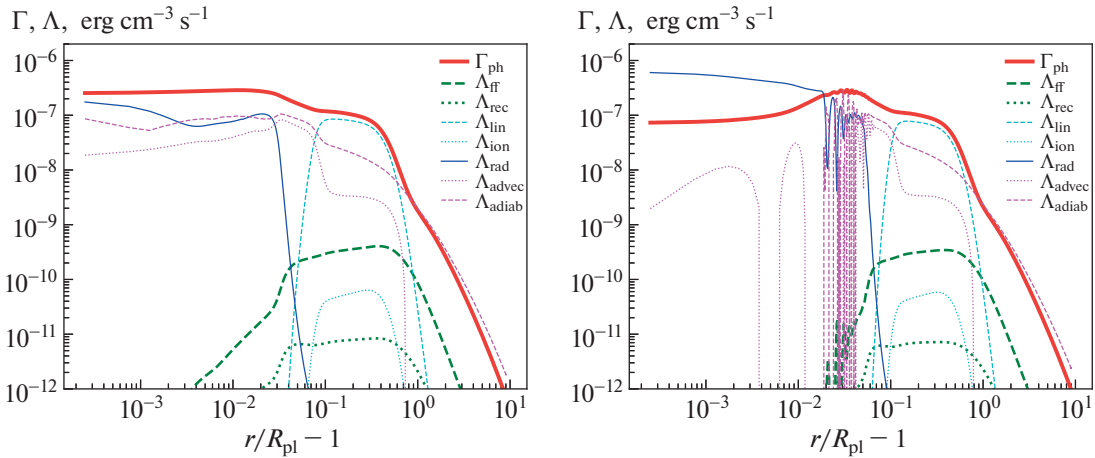


Рис. 6. Профили функций нагрева Γ и охлаждения Λ в верхней атмосфере горячего юпитера для модели a2 (слева) и a3 (справа).

ри массы увеличивается примерно в два раза, оставаясь величиной порядка 3.5×10^{10} г/с.

4.2. Теплый нептун

В качестве второго примера мы исследовали структуру верхней атмосферы типичного теплого нептона, параметры которого соответствуют GJ 3470b. Эта планета имеет массу $M_{pl} = 0.04 M_J$ и фотометрический радиус $R_{pl} = 0.37 R_J$. 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 (20) для k_{ph} и (23) 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 $P_{atm} = k_B n_{atm} T_{atm}$, где температура задавалась равной $T_{atm} = 650$ К. Значение концентрации варьировалось: $n_{atm} =$

10^{11} см $^{-3}$ (модель b1), $n_{atm} = 10^{12}$ см $^{-3}$ (модель b2), $n_{atm} = 10^{13}$ см $^{-3}$ (модель b3) и $n_{atm} = 10^{14}$ см $^{-3}$ (модель b4).

Результаты расчетов структуры верхней атмосферы теплого нептона демонстрируют рис. 7–10. Профили плотности (левая панель рис. 7) и температуры (правая панель рис. 7) качественно повторяют аналогичные профили для горячего юпитера (см. рис. 2). В наиболее глубоких слоях атмосферы (толщина менее $0.1 R_{pl}$) снова формируется область с высокой плотностью и низкой температурой. Над этой зоной температура увеличивается, 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. 8). Переход от дозвукового режима к сверхзвуковому осуществляется приблизительно на расстоянии $r_s = 4 R_{pl}$ от центра планеты (см. табл. 3). Характерные скорости на внешней границе ($r = 10 R_{pl}$) составляют примерно 5.2 км/с.

Профили оптической толщины для моделей верхней атмосферы теплого нептона представлены на левой панели рис. 9. Вблизи фотометрической поверхности оптическая толщина оказывается почти такой же, как у горячего юпитера (см. левую панель рис. 4). Однако на больших высотах значения оптической толщины превышают соответствующие значения для горячего юпитера. В частности, значение $\tau = 1$ достигается примерно на высоте $1.0 R_{pl}$. Это приводит к тому, что в отличие от горячего юпитера (см. правую панель рис. 4), степень ионизации x_{ion} в атмосфере теплого нептона в целом оказывается ниже (см. пра-

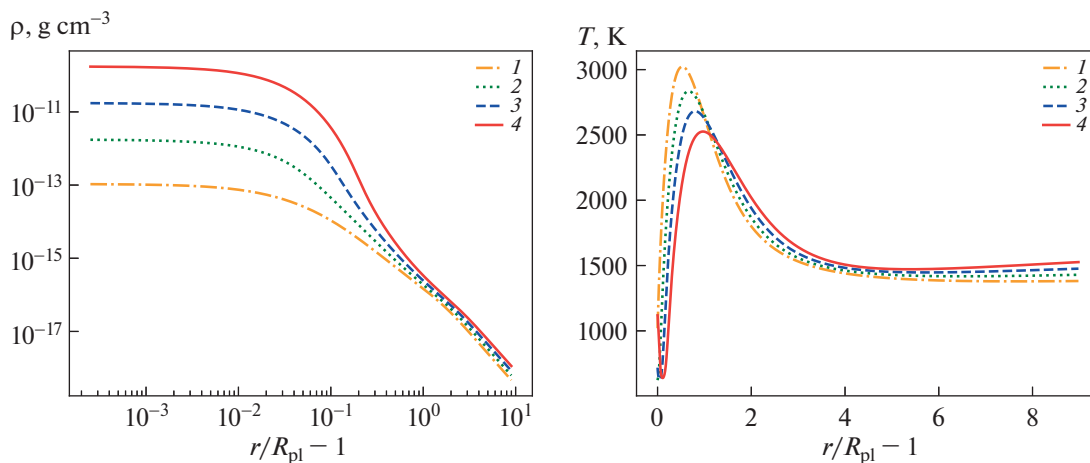


Рис. 7. Профили плотности (слева) и температуры (справа) в верхней атмосфере теплого нептона для различных вариантов расчета (модели b1–b4).

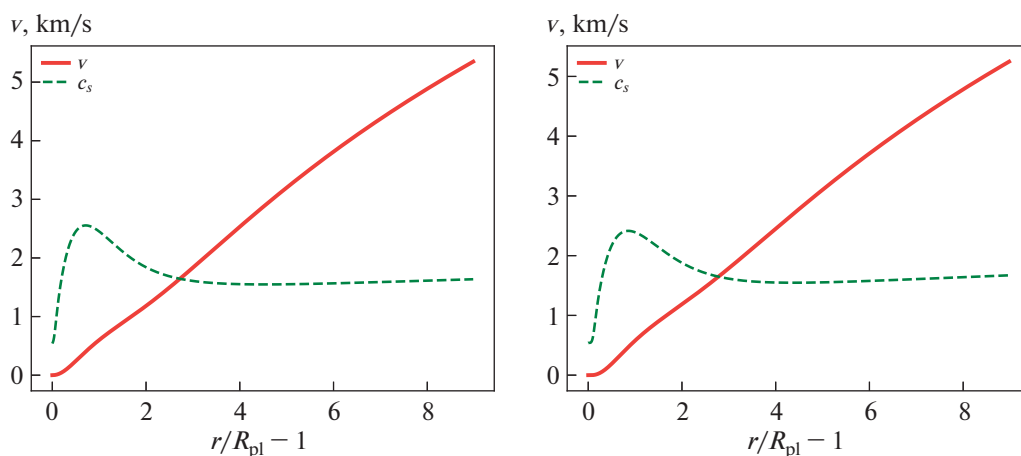


Рис. 8. Профили скорости газа v (сплошные линии) и скорости звука c_s (штриховые линии) в верхней атмосфере теплого нептона для модели b2 (слева) и b3 (справа).

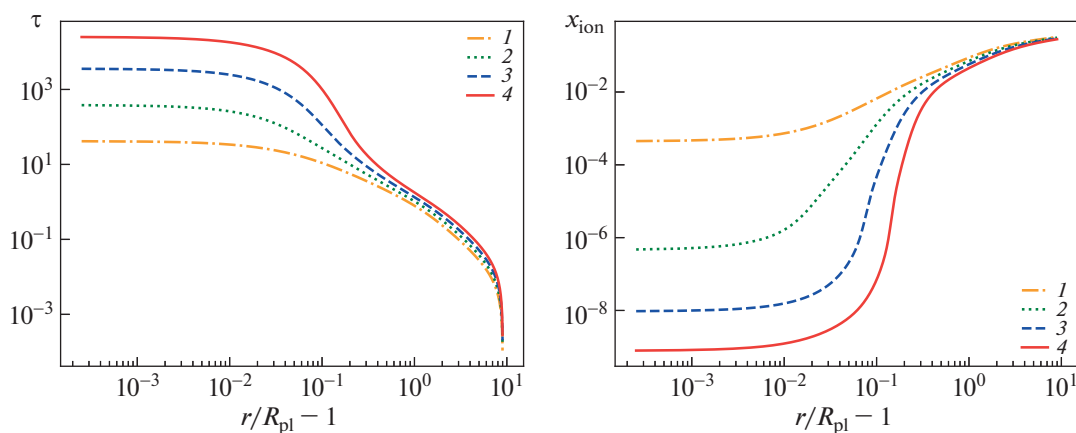


Рис. 9. Профили оптической толщины τ (слева) и степени ионизации x_{ion} (справа) в верхней атмосфере теплого нептона для различных вариантов расчета.

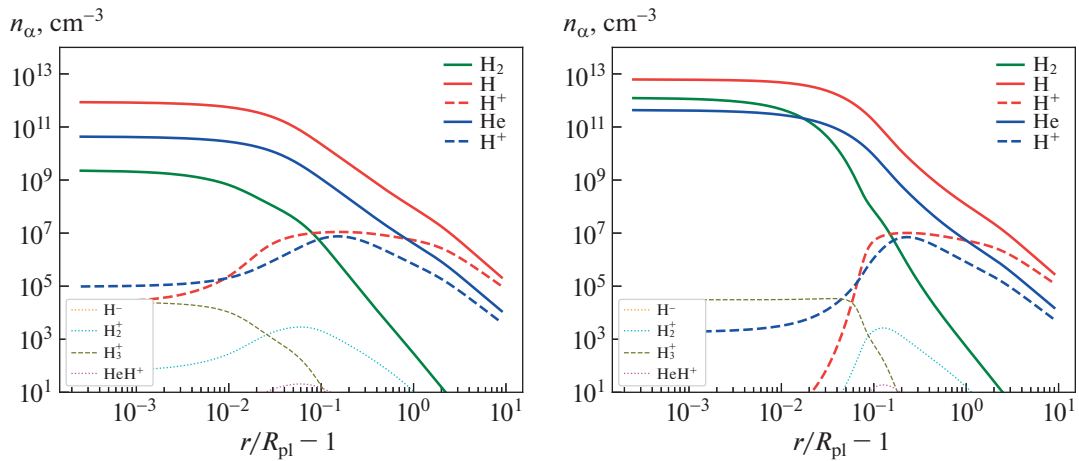


Рис. 10. Профили концентраций компонентов n_α в верхней атмосфере теплого непуна для модели b2 (слева) и b3 (справа).

вую панель рис. 9). Если внешние слои атмосферы горячего юпитера были почти полностью ионизованными, то атмосфера теплого непуна большей частью состоит из нейтрального газа. Степень ионизации внешних слоев не превышает 0.3.

Профили концентраций компонентов n_α для моделей b2 (слева) и b3 (справа) показаны на рис. 10. 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 непуна от атмосферы горячего юпитера является ее относительно слабая ионизация.

Из-за этого полученные решения для горячего юпитера и теплого непуна 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 непуна 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 непуна, наоборот, удаляется. Темп потери массы теплого непуна на порядок меньше соответствующей величины для горячего юпитера. Характерное значение составляет 3.7×10^9 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.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

5.1. Эффективные показатели политропы

Верхнюю атмосферу горячей экзопланеты-гиганта можно условно разбить на две зоны. Вблизи фотометрической поверхности происходит преобразование поглощенной энергии жесткого излучения в кинетическую энергию газа. Температура в этой зоне в целом растет с удалением от планеты, достигая в некоторой точке своего максимального значения. Во внешней зоне температура монотонно падает с высотой. Это область сформировавшегося планетного ветра.

Если ограничиться рассмотрением только внешней области верхней атмосферы, то для анализа ее структуры можно использовать гидродинамические решения, применяемые для описания солнечного ветра. В наиболее простом случае получаем изотермическую и политропную модели Паркера [52, 78]. В политропной модели предполагается, что давление и температура зависят от плотности как $P \propto \rho^\kappa$ и $T \propto \rho^{\kappa-1}$ соответственно, где κ — показатель политропы.

Наша модель планетного ветра является более сложной. Однако представляется интересным сравнить ее с приближением политропного ветра. Для этого введем два эффективных показателя политропы, вычисленных по давлению и температуре:

$$\kappa_P = \frac{d \ln P}{d \ln \rho}, \quad \kappa_T = 1 + \frac{d \ln T}{d \ln \rho}. \quad (37)$$

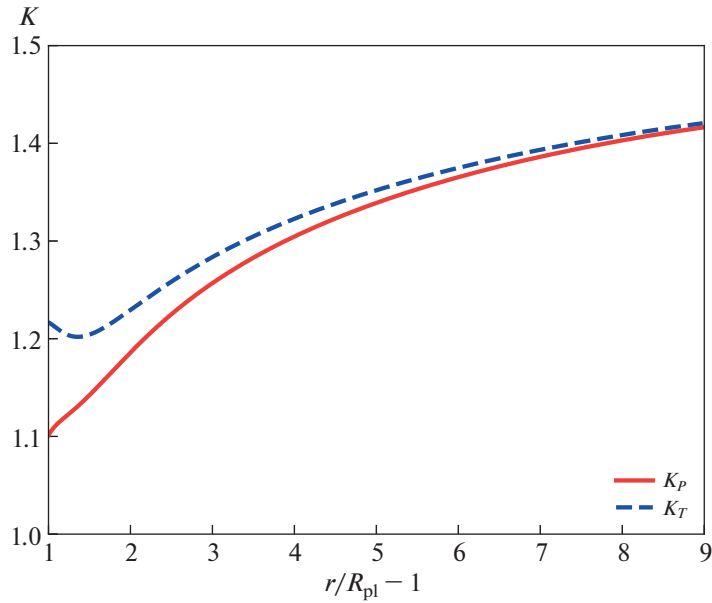


Рис. 11. Профили эффективных показателей политропы κ_p (сплошная линия) и κ_T (штриховая линия) для модели a2 (горячий юпитер).

Зная конкретные профили плотности $\rho(r)$, давления $P(r)$ и температуры $T(r)$, можно по этим формулам получить профили $\kappa_p(r)$ и $\kappa_T(r)$.

На рис. 11 представлены профили этих эффективных показателей для модели a2 верхней атмосферы горячего юпитера. На графике показана только область сформировавшегося планетного ветра, $r > 2R_{pl}$. На высоте порядка R_{pl} значения эффективных показателей политропы κ_p и κ_T достаточно сильно отличаются друг от друга. Однако с ростом высоты они сходятся к одной и той же величине. Во всей области планетного ветра эти показатели остаются меньше 1.5. Напомним, что в политропной модели необходимым условием существования решения с ускоряющимся (скорость растет с увеличением радиуса) ветром является выполнение неравенства $\kappa < 3/2$. На малых высотах (порядка R_{pl}) показатели политропы близки к единице, что говорит о том, что решение лучше описывается изотермической моделью ветра. На больших высотах оба показателя стремятся к значению, чуть превышающему 1.4. Стоит отметить, что аналогичным образом ведет себя и солнечный ветер. На малых расстояниях от Солнца ($r < 15R_{\odot}$) эффективный показатель политропы $\kappa = 1.1$ [79, 80], а на больших расстояниях $r > 25R_{\odot}$ его можно оценить величиной $\kappa = 1.46$ [81]. Эти значения очень хорошо соответствуют нашей модели планетного ветра в верхней атмосфере горячего юпитера.

5.2. Формирование облачного слоя

Как уже было отмечено выше в модели a3 верхней атмосферы горячего юпитера на радиальных профилях концентраций компонентов n_{α} , а также и других величин наблюдаются осцилляции. Аналогичное явление присутствует и в модели a4. Это хорошо видно по поведению соответствующего профиля степени ионизации x_{ion} (см. правую панель рис. 4). В моделях a1 и a2 с более низкими значениями параметра n_{atm} осцилляций не наблюдается. Все полученные профили являются гладкими. В представленных моделях теплого непуна подобных явлений также не наблюдается.

С целью выявления возможной природы этих осцилляций нами были проведены дополнительные исследования. Мы выполнили несколько расчетов моделей горячего юпитера a2 и a3 на различных сетках, в которых варьировались число ячеек и степень сжатия к фотометрической поверхности. Однако картина получаемого решения при этом практически не изменялась. Кроме того, можно утверждать, что появление осцилляций не связано также и с влиянием граничных условий на фотометрическом радиусе. Это обусловлено тем обстоятельством, что они возникают довольно далеко (по количеству ячеек) от внутренней границы, а вблизи самой фотометрической поверхности решение остается гладким. Таким образом, можно сделать вывод, что эти осцилляции, скорее всего, имеют не численную, а физическую природу.

Неустойчивость проявляется не сразу, а возникает постепенно на фоне уже почти установившегося течения — планетного ветра. Амплитуда осцилляций растет со временем. Это объясняется тем, что в нашей модели не учитывается никаких процессов диссипации (вязкость, теплопроводность, диффузия компонентов). За все эти эффекты отвечает численная диффузия, свойства которой определяются разностной схемой и расчетной сеткой.

Наша модель является одномерной и соответствует сферически-симметричному приближению. В таком подходе отмеченная нами неустойчивость приводит к образованию сферических слоев. При переходе от одного слоя к следующему происходит резкое изменение концентраций компонентов n_α , а также значений некоторых других величин (в том числе плотности ρ и температуры T). Очевидно, что в трехмерном случае развитие неустойчивости должно приводить к формированию структур конечного объема — клампов или облаков. Таким образом, речь идет о формировании некоего облачного слоя в верхней атмосфере горячего юпитера.

Как показывают наши расчеты, профиль давления $P(r)$ не испытывает осцилляций и остается гладким. Следовательно, облака находятся в равновесии по давлению с окружающим газом. Сами облака являются более плотными образованиями. Плотность в них превышает плотность окружающего газа. Соответственно температура облаков оказывается ниже температуры окружения. Таким образом, можно сказать, что облака — плотные и холодные образования, свободно плавающие в разреженном теплом газе. Характеристики облачного слоя изменяются при переходе от одной модели к другой. В модели a2 нижняя кромка облаков образуется на высоте $0.015R_{\text{pl}}$, а толщина облачного слоя равна $0.03R_{\text{pl}}$. В модели a4 облака появляются на высоте $0.03R_{\text{pl}}$, а толщина слоя $0.04R_{\text{pl}}$. Отсюда можно заключить, что высота облачного слоя и его толщина растут с увеличением давления на фотометрической поверхности.

Возможно, что отмеченное нами явление имеет в результатах работы [16], поскольку на приводимых в ней профилях концентраций компонентов вблизи фотометрической поверхности также наблюдаются осцилляции. В работе [17] учитывались диссипативные эффекты. Поэтому такая неустойчивость, даже если и появлялась, то оказывалась существенно сглаженной. В большинстве других работ, в которых проводилось аэрономическое моделирование горячих юпитеров, на приводимых рисунках использовались способы масштабирования радиальной координаты,

не позволяющие надежно выделить данное явление.

Предварительный анализ обнаруженной особенности численного решения позволяет выдвинуть гипотезу, что ее возможная физическая причина может быть связана с тепловой неустойчивостью [82] в химически реагирующем газе [83]. Здесь мы не будем подробно останавливаться на этом вопросе, поскольку более детальное исследование этого явления требует отдельной работы. Однако нельзя не отметить следующее важное обстоятельство. Из-за появления данной неустойчивости в определенной области атмосферы построить строго стационарное решение, описывающее ее структуру, оказывается не всегда возможным. Следовательно, в общем случае аэрономическая модель верхней атмосферы горячих экзопланет-гигантов является нестационарной. Кроме того, если облачный слой сместится к звуковой точке, то в решении будет уже не одна особая точка, а несколько. Дело в том, что скорость звука в области неустойчивости подвержена осцилляциям, и в этом случае профиль $c_s(r)$ может пересекать профиль $v(r)$ несколько раз. Ясно, что метод построения стационарного решения для описания истекающей верхней атмосферы горячего юпитера, основанный на выделении критической интегральной кривой, проходящей через особую точку, сходиться уже не будет.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для расчета структуры верхних атмосфер горячих экзопланет-гигантов разработана одномерная нестационарная аэрономическая модель, основанная на приближении одножидкостной многокомпонентной гидродинамики. Предполагается, что атмосфера имеет водородно-гелиевый химический состав. Учитываются 10 компонентов (в том числе электроны). Сетка химических реакций включает 33 реакции, среди которых присутствуют процессы фотоионизации и фотодиссоциации. Тепловой баланс атмосферы определяется процессами нагрева за счет поглощения излучения родительской звезды, а также процессами охлаждения. Мы учитывали процессы охлаждения за счет свободно-свободных переходов, рекомбинационного излучения, излучения в линиях (в основном в линии $\text{Lu}\alpha$), ионизации электронным ударом и излучения молекул H_3^+ .

В работе представлены результаты расчетов для двух экзопланет: горячего юпитера HD 209458b и теплового нептона GJ 3470b. В обоих случаях в полученном решении формируется транзвуковой планетный ветер, приводящий к гидродинамическому оттоку атмосферы и, как следствие, к потере массы. В моделях горячего юпитера темп поте-

ри массы составляет значение примерно 3.5×10^{10} г/с. Для теплого нептона характерное значение темпа потери массы составляет 3.7×10^9 г/с, что на порядок меньше соответствующей величины для горячего юпитера. Максимальное значение температуры в атмосфере достигает значений порядка 9400 К для горячего юпитера и 2500–3000 К для теплого нептона. Степень ионизации в атмосфере теплого нептона в целом оказывается ниже, чем в атмосфере горячего юпитера. Если внешние слои атмосферы горячего юпитера оказываются почти полностью ионизованными, то атмосфера теплого нептона по большей части состоит из нейтрального газа.

В некоторых вариантах модели горячего юпитера в глубоких слоях атмосферы в полученных решениях нами обнаружено развитие неустойчивости, приводящей к колебаниям значений концентрации ряда компонентов. Проведенные дополнительные исследования позволяют сделать вывод о том, что возможная физическая причина этого явления может быть связана с тепловой неустойчивостью в химически реагирующем газе. В трехмерном случае развитие этой неустойчивости должно происходить во всех трех пространственных направлениях и приводить к формированию структур конечного объема наподобие облаков. Это означает, что в верхней атмосфере горячего юпитера на высотах порядка $0.05R_{pl}$ над фотометрической поверхностью может формироваться своеобразный облачный слой. Более детальное исследование обнаруженной неустойчивости предполагается провести в дальнейших работах. Стоит, однако, заметить, что в настоящее время уже имеются некоторые наблюдательные указания на наличие облаков в атмосферах экзопланет (в том числе и горячих экзопланет-гигантов, см., напр., [84, 85]).

Представленная в работе аэрономическая модель разработана для подготовки начальных условий трехмерного численного кода для исследования процесса обтекания горячей экзопланеты звездным ветром. Дело в том, что в трехмерных численных расчетах протяженных оболочек горячих юпитеров при задании начальных условий мы, как правило, использовали достаточно простую гидростатическую модель атмосферы, характеризующуюся, в частности, постоянной температурой и однородным химическим составом. Включение химических реакций, а также процессов нагрева и охлаждения приводит к нарушению первоначально заданного состояния равновесия. Переход к новому равновесному состоянию занимает очень много расчетного времени. Поэтому использование представленной в работе одномерной аэрономической модели позволит задавать начальные условия в атмосфере горячих экзопланет-гигантов более корректным образом,

что может существенно повысить эффективность трехмерных расчетов.

Однако стоит отметить, что разработанная нами аэрономическая модель имеет и самостоятельное значение. После добавления блока для расчета кинетики фото- и авроральных электронов с надтепловыми энергиями [22, 86] данная модель может быть использована для анализа тепловых и нетепловых процессов потери атмосферы и атмосферных эмиссий. Такие модели предполагается разработать и использовать для интерпретаций наблюдений планетных атмосфер в УФ диапазоне, в частности, космического телескопа Спектр-УФ (WSO-UV) [87].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 22-12-00364).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят И. Ф. Шайхисламова за полезные обсуждения.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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

13. Д. В. Бисикало, В. И. Шематович, П. В. Кайгородов, А. Г. Жилкин, *Успехи физ. наук* **191** (8), 785 (2021).
14. J. E. Owen, R. A. Murray-Clay, E. Schreyer, H. E. Schlichting, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **518**, 4357 (2023).
15. R. Yelle, H. Lammer, and W.-H. Ip, *Space Sci. Rev.* **139**, 437 (2008).
16. R. V. Yelle, *Icarus* **170**, 167 (2004).
17. A. Garcia Muñoz, *Planet. Space Sci.* **55** (10), 1426 (2007).
18. T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas, *Icarus* **226**, 1678 (2013).
19. T. T. Koskinen, R. V. Yelle, M. J. Harris, and P. Lavvas, *Icarus* **226**, 1695 (2013).
20. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Y. L. Sasunov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, and N. V. Erkaev, *Astrophys. J.* **795** (2), id. 132 (2014).
21. D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V. Shematovich, H. Lammer, and L. Fossati, *Astrophys. J.* **764** (1), id. 19 (2013).
22. V. I. Shematovich, D. E. Ionov, and H. Lammer, *Astron. and Astrophys.* **571**, id. A94 (2014).
23. D. E. Ionov, Y. N. Pavlyuchenkov, and V. I. Shematovich, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 5639 (2018).
24. A. Garcia Muñoz, *Icarus* **392**, id. 115373 (2023).
25. H. Lammer, J. F. Kasting, E. Chassefiere, R. E. Johnson, Y. N. Kulikov, and F. Tian, *Space Sci. Rev.* **139** (1–4), 399 (2008).
26. B. J. Fulton, E. A. Petigura, A. W. Howard, H. Isaacson, et al., *Astron. J.* **154** (3), id. 109 (2017).
27. T. Mazeh, T. Holzer, and S. Faigler, *Astron. and Astrophys.* **589**, id. A75 (2016).
28. T. A. Berger, D. Huber, E. Gaidos, and J. L. van Saders, *Astrophys. J.* **866**, id. 99 (2018).
29. J. E. Owen, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, L. Fossati, and M. L. Khodachenko, *Space Sci. Rev.* **216** (8), id. 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, C. S. Froning, J. C. Green, J. T. Stocke, and S. N. Osterman, *Astrophys. J.* **717**, 1291 (2010).
32. A. Lecavelier des Etangs, V. Bourrier, P. J. Wheatley, H. Dupuy, et al., *Astron. and Astrophys.* **543**, id. L4 (2012).
33. L. Ben-Jaffel and G. E. Ballester, *Astron. and Astrophys.* **553**, id. A52 (2013).
34. D. Ehrenreich, V. Bourrier, P. J. Wheatley, A. Lecavelier des Etangs, et al., *Nature* **522** (7557), 459 (2015).
35. V. Bourrier, A. Lecavelier des Etangs, D. Ehrenreich, J. Sanz-Forcada, et al., *Astron. and Astrophys.* **620**, id. A147 (2018).
36. J. J. Spake, D. K. Sing, T. M. Evans, A. Oklopčič, et al., *Nature* **557** (7703), 68 (2018).
37. D. K. Sing, P. Lavvas, G. E. Ballester, A. Lecavelier des Etangs, et al., *Astron. J.* **158** (2), id. 91 (2019).
38. J. E. Owen, *Ann. Rev. Earth and Planet. Sci.* **47**, 67 (2019).
39. J. M. Chadney, T. T. Koskinen, M. Galand, Y. C. Unruh, and J. Sanz-Forcada, *Astron. and Astrophys.* **608**, id. A75 (2017).
40. M. Lampón, M. López-Puertas, L. M. Lara, A. Sánchez-López, et al., *Astron. and Astrophys.* **636**, id. A13 (2020).
41. T. T. Koskinen, P. Lavvas, C. Huang, G. Bergsten, R. B. Fernandes, and M. E. Young, *Astrophys. J.* **929** (1), id. 52 (2022).
42. R. O. P. Loyd, T. T. Koskinen, K. France, C. Schneider, and S. Redfield, *Astrophys. J. Letters* **834** (2), id. L17 (2017).
43. M. Mansfield, J. L. Bean, A. Oklopčič, L. Kreidberg, et al., *Astrophys. J. Letters* **868** (2), id. L34 (2018).
44. H. Lammer, F. Selsis, I. Ribas, E. F. Guinan, S. J. Bauer, and W. W. Weiss, *Astrophys. J.* **598** (2), L121 (2003).
45. D. Kubyschkina, L. Fossati, N. V. Erkaev, P. E. Cubillos, et al., *Astrophys. J. Letters* **866** (2), id. L18 (2018).
46. E. D. Lopez, J. J. Fortney, and N. Miller, *Astrophys. J.* **761**, id. 59 (2012).
47. J. E. Owen and Y. Wu, *Astrophys. J.* **847**, id. 29 (2017).
48. L. Ben-Jaffel, *Astrophys. J.* **671**, L61 (2007).
49. L. Ben-Jaffel and S. Sona Hosseini, *Astrophys. J.* **709**, 1284 (2010).
50. A. Vidal-Madjar, J. Desert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hérad, et al., *Astrophys. J.* **604** (1), L69 (2004).
51. A. Oklopčič and C. M. Hirata, *Astrophys. J. Letters* **855**(1), id. L11 (2018).
52. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **128**, 664 (1958).
53. R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, *Astrophys. J.* **693**, 23 (2009).
54. J. H. Guo, *Astrophys. J.* **733**, id. 98 (2011).
55. D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Ya. N. Pavlyuchenkov, *Astron. Rep.* **61**, 387 (2017).
56. F. Tian, O. B. Toon, A. A. Pavlov, and H. De Sterck, *Astrophys. J.* **612**, 1049 (2005).
57. T. Penz, N. V. Erkaev, Yu. N. Kulikov, D. Langmayr, et al., *Planet. Space Sci.* **56** (9), 1260 (2008).
58. T. T. Koskinen, J. Y.-K. Cho, N. Achilleos, and A. D. Aylward, *Astrophys. J.* **722**, 178 (2010).
59. A. S. Arakcheev, A. G. Zhilkin, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *Astron. Rep.* **61**, 932 (2017).
60. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.* **63**, 550 (2019).
61. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaygorodov, *Astron. Rep.* **64**, 259 (2020).
62. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.* **64**, 563 (2020).
63. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Universe* **7**, 422 (2021).
64. A. G. Zhilkin, *Astron. Rep.* **67**, 307 (2023).
65. A. G. Zhilkin, Y. G. Gladysheva, and D. V. Bisikalo, *INASAN Sci. Rep.* **8**, 26 (2023).
66. D. McElroy, C. Walsh, A. J. Markwick, M. A. Cordiner, K. Smith, and T. J. Millar, *Astron. and Astrophys.* **550**, id. A36 (2013).
67. G. B. Trammell, P. Arras, and Z.-Y. Li, *Astrophys. J.* **728**, id. 152 (2011).

68. *Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*, edited by W. D. Hayes and R. F. Probstein (New York: Acad. press, 1967).
69. *W. F. Huebner and J. Mukherjee*, *Planet. Space Sci.* **106**, 11 (2015).
70. *T. N. Woods, G. J. Rottman, S. M. Bailey, S. C. Solomon, and J. R. Worden*, *Solar Phys.* **177** (1–2), 133 (1998).
71. *L. Spitzer*, *Astrophys. J.* **109**, 337 (1949).
72. *N. G. Bochkarev, Fundamentals of Interstellar medium Physics* (Moscow: MSU Press, 1992).
73. *A. Dalgarno and R. A. McCray*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **10**, 375 (1972).
74. *L. Spitzer, Physical processes in the interstellar medium* (New York: Wiley-Interscience, 1978).
75. *S. Miller, T. Stallard, J. Tennyson, and H. Melin*, *J. Phys. Chem. 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, and D. V. Bisikalo*, *INASAN Sci. Rep.* **7**, 195 (2022).
78. *E. N. Parker*, *Astrophys. J.* **132**, 821 (1960).
79. *R. S. Steinolfson and F. J. Hundhausen*, *J. Geophys. Res.* **93**, 14269 (1988).
80. *I. I. Roussev, T. I. Gombosi, and I. V. Sokolov*, *Astrophys. J.* **595**, L57 (2003).
81. *T. L. Totten, J. W. Freeman, and 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. *C. K. Harada, E. M.-R. Kempton, E. Rauscher, M. Roman, I. Malsky, M. Brinjikji, and V. DiTomasso*, *Astrophys. J.* **909** (1), id. 85 (2021).
85. *C. Helling*, arXiv:2205.00454 [astro-ph.EP] (2022).
86. *D. V. Bisikalo and V. I. Shematovich*, *Astron. Rep.* **59**, 836 (2015).
87. *A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al.*, *Astron. Rep.* **60**, 1 (2016).

AERONOMIC MODEL OF HYDROGEN-HELIUM UPPER ATMOSPHERES OF HOT GIANT EXOPLANETS

A. G. Zhilkin^a, Y. G. Gladysheva^a, V. I. Shematovich^a, and D. V. Bisikalo^{a,b}

^a*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*National center of physics and mathematics, Sarov, Russia*

The paper presents 1D aeronomic model of hydrogen-helium upper atmospheres of hot giant exoplanets based on the approximation of single-fluid multicomponent hydrodynamics. Chemical reactions and heating-cooling processes are taken into account. Typical hot Jupiter and warm Neptune are considered as an example of the application of the model. Calculations were carried out for various values of gas pressure at the photometric radius of the planet. In the solutions obtained, a transonic planetary wind is formed, leading to a hydrodynamic outflow of the atmosphere with mass loss rates of the order of 3.5×10^{10} g/s for hot Jupiter and 3.7×10^9 g/s for warm Neptune. At the same time, the outer layers of the atmosphere of hot Jupiter are completely ionized, while the atmosphere of warm Neptune mainly consists of neutral gas. In some variants of the hot Jupiter model, instability develops in the deep layers of the atmosphere, which can lead to the formation of a specific cloud layer.

Keywords: hot jupiters, aeronomy, numerical simulation, hydrodynamics, chemical reactions, thermal balance