

УДК 524.3-17

ВЛИЯНИЕ СУПЕРВСПЫШЕК РОДИТЕЛЬСКИХ ЗВЕЗД НА ДИНАМИКУ ОБОЛОЧЕК ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ

© 2019 г. А. А. Черенков¹, И. Ф. Шайхисламов²,
Д. В. Бисикало^{1*}, В. И. Шематович¹, Л. Фоссати³, К. Местль³

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

³Институт космических исследований Австрийской академии наук, Грац, Австрия

Поступила в редакцию 28.06.2018 г.; принята в печать 13.09.2018 г.

В данной работе проводится исследование влияния супервспышек родительских звезд солнечного типа на газодинамику протяженных оболочек экзопланет-гигантов. Во время вспышек интенсивность излучения родительской звезды в диапазонах жесткого ультрафиолета (EUV) и мягкого рентгена (X-rays) может кратковременно увеличиваться на несколько порядков величины, что будет приводить к резкому локальному нагреву атмосферы на подзвездной стороне с формированием ударных волн в атмосфере. Ранее с использованием одномерной астрономической модели, корректно учитывающей нагрев и химические процессы в атмосфере, были произведены расчеты газодинамического отклика атмосферы горячего юпитера HD 209458b на характерные супервспышки солнечноподобных звезд [1]. Для исследования оттока вещества атмосферного газа, результаты, полученные в одномерной модели, использовались в качестве упрощенных граничных условий для расчета трехмерной структуры течения после вспышки. По результатам трехмерного газодинамического расчета показано, что выброшенное в результате вспышки вещество увеличивает размер оболочки в течение нескольких часов, что может быть зафиксировано с помощью уже имеющихся возможностей наблюдений. Показано, что для наиболее мощной рассматриваемой супервспышки темп потери массы может увеличиваться на порядок величины на несколько десятков часов после вспышки.

DOI: 10.1134/S0004629919020038

1. ВВЕДЕНИЕ

Горячие юпитеры представляют из себя объекты с уникальными параметрами, дающие нам возможность исследовать процессы, протекающие в атмосферах планет, в экстремальных условиях. Близость планет данного класса к родительским звездам приводит к ряду интересных эффектов, которые не проявляются в атмосферах планет Солнечной системы. Так, размер области гравитационного влияния данных планет из-за малого орбитального расстояния составляет всего несколько планетных радиусов. В свою очередь из-за интенсивного облучения ультрафиолетовым излучением родительской звезды температуры верхних слоев их атмосфер могут достигать нескольких тысяч градусов. Данные особенности, а также ряд других физических эффектов и явлений приводят к тому, что атмосферы данных планет могут обладать удивительными наблюдательными проявлениями.

Сильно разогретые оболочки данных планет, состоящие преимущественно из водорода, могут

быть исследованы при помощи метода транзитной фотометрии. Так, в работах [2, 3] было обнаружено увеличенное поглощение в линии Лайман-альфа при транзите планеты HD 209458b на уровне 9–15%, при этом провал фотометрической кривой в оптическом диапазоне для данной системы составляет всего 1.8% от полного потока звезды. Аналогичные результаты были получены и для других планет данного класса [4]. Более поздние наблюдения [5] выявили для планеты WASP-12b явление раннего ингресса, когда затмение в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне начинается значительно раньше затмения в оптическом диапазоне, что свидетельствует о существовании протяженной оболочки вокруг планеты.

В данной работе моделирование влияния супервспышек будет проведено на примере планеты HD 209458b. Масса этой планеты составляет $M_{pl} = 0.69M_{Jup}$, радиус $R_{pl} = 1.38R_{Jup}$; она обращается вокруг звезды класса G0 главной последовательности с периодом 3.52^d на орбитальном

*E-mail: bisikalo@inasan.ru

расстоянии 0.047 а. е.^1) [6]. Это один из наиболее исследованных горячих юпитеров. Так, в работе [7] было показано, что основной фактор, определяющий структуру атмосфер планет данного класса, является нагрев жестким ультрафиолетовым излучением и мягким рентгеном. В более поздних аэрономических моделях были подробно исследованы структура атмосферы, основные поглотители излучения в атмосфере и протекающие в ней химические процессы [8–11]. На примере данного юпитера в работе [12] была получена верхняя оценка магнитного поля для планет данного класса. В более поздних работах авторами была впервые реализована двухмерная газодинамическая модель атмосферы горячего юпитера, подробно учитывающая нагрев УФ излучением с учетом магнитных полей [13–15].

Ранее авторами на примере данного юпитера был исследован ряд механизмов и явлений, определяющих динамику атмосфер таких планет. В частности, было показано, что оболочка значительно превышает размеры полости Роша [16] и поэтому ее вещество гравитационно слабо связано с планетой. В данных обстоятельствах принципиальным фактором становится взаимодействие оболочки со звездным ветром. В случае, если параметры звездного ветра претерпевают резкие изменения, например, в случае прохождения коронального выброса массы (КВМ), такая протяженная оболочка будет сорвана и унесена от планеты, что приведет к резкому увеличению темпа потери массы, и, с учетом частоты таких вспышек, к еще одному источнику потери массы атмосферами данных планет, сравнимым по эффективности с потерей массы при стационарном ветре [17].

Другим очевидным механизмом, который может влиять на темп потери массы горячих юпитеров, являются супервспышки родительских звезд. При этом явлении будет происходить кратковременное сильное увеличение интенсивности в XUV диапазоне на несколько порядков величины на несколько десятков минут. С запуском телескопа “Kepler” началась новая веха в исследовании данного явления: были впервые вычислены статистические свойства супервспышек для солнечноподобных звезд [18–20]. Также, например, была обнаружена звезда солнечного типа, у которой такие вспышки происходят с частотой раз в 100 дней [19]. В среднем, для солнечноподобных звезд вспышки с энергией 10^{33} эрг, когда XUV интенсивность вырастает на ~ 2 порядка с характерной длительностью в полчаса, происходят раз в 500–600 лет [20].

В результате облучения атмосферы УФ излучением во время вспышки атмосфера близкого к

звезде горячего юпитера будет значительно нагреваться. При этом, так как в основном будут нагреваться слои, расположенные вблизи максимума поглощения XUV излучения, которые находятся относительно глубоко в термосфере экзопланеты, атмосфера будет расширяться не самоподобно, а с развитием газодинамических возмущений, распространяющихся в атмосфере. В работе [1], в рамках одномерной модели нами было показано, что при типичных супервспышках формируется ударная волна, распространяющаяся в атмосфере, которая может приводить к дополнительному поярчанию атмосферы. Кроме того, супервспышки приводят к значительному увеличению темпа выброса вещества из атмосферы [21].

В данной работе, в рамках трехмерной газодинамической модели рассматривается дальнейшая судьба выброшенного из атмосферы вещества. Корректный учет процесса формирования оболочки и ее взаимодействия с набегающим звездным ветром позволит описать изменения динамики вещества оболочки после вспышки. По результатам расчетов обсуждаются изменения формы и характерного размера оболочки, рассматриваются потенциальные наблюдательные проявления данного явления, а также приводятся оценки потери вещества оболочкой под действием вспышек.

Данная статья составлена следующим образом. В разделе 2 кратко описан используемый одномерный аэрономический код и полученные с его помощью результаты отклика атмосферы на вспышку. Раздел 3 посвящен описанию используемой трехмерной модели и способу задания граничных условий на основе результатов одномерного расчета. В разделах 4 и 5 приводятся результаты трехмерных расчетов и их анализ, а также описываются возможные наблюдательные проявления изменения формы и размеров оболочек под действием вспышек трех типов.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛИКА АТМОСФЕРЫ В РАМКАХ ОДНОМЕРНОГО АЭРОНОМИЧЕСКОГО КОДА

Задача моделирования газодинамического отклика атмосферы на ультрафиолетовую вспышку требует корректного расчета нагрева и моделирования химических процессов, которые в настоящее время не реализованы в рамках используемого в данной работе трехмерного кода (см., напр., [22]). Для моделирования данного эффекта был использован одномерный аэрономический вычислительный комплекс, разработанный в Институте астрономии РАН (см., напр., [23, 24]), с помощью которого ранее была оценена эффективность нагрева атмосфер горячих юпитеров сверхтепловыми электронами, а также исследованы причины, которые

¹<http://exoplanet.eu/>

могут мешать формироваться близким субнептунам у звезд солнечного типа.

В данном коде моделируется динамика атмосферы планеты-гиганта с первичной атмосферой. Данный комплекс включает в себя расчет химии с девятью компонентами (H, H₂, e⁻, H⁺, H₂⁺, H₃⁺, He, He⁺ и HeH⁺) и 19 химическими реакциями между ними. Расчет поглощения излучения звезды моделируется в диапазонах жесткого ультрафиолета (100–1150 Å) и мягкого рентгена (10–100 Å), при этом используется подход с разбиением спектра по энергетическим “бинам”. В коде также моделируется нагрев надтепловыми и сверхтепловыми фотозлектронами. Для расчета газодинамики используется полностью консервативный сферически симметричный код в лагранжевых координатах, с приближением взаимодействия вдоль линии планета-звезда, подробно описанный в работе [25]. Для подавления нефизичных численных осцилляций в газодинамическом модуле используется численная вязкость, значение которой было выбрано таким образом, чтобы, по-возможности, подавлять нефизичные осцилляции, но при этом не размывать формирующиеся в результате нагрева ударные волны.

Ранее в работах [1, 21] был промоделирован газодинамический отклик атмосферы на вспышки различных интенсивностей. В данной работе используется такой же подход, когда вспышка моделируется как кратковременное увеличение интенсивности излучения в XUV диапазоне (10–1150 Å), при этом вспышкам различной интенсивности соответствуют разные длительности. Так, для вспышки с увеличением интенсивности в 10 раз характерная длительность составляет 12 мин, для вспышек со 100-кратными и 1000-кратными увеличениями 24 и 30 мин, соответственно [20]. Используемое предположение, что во время вспышки интенсивность излучения увеличивается одинаково для всех длин волн в моделируемом диапазоне, является физически приемлемым приближением в случае водородно-гелиевых оболочек с родительскими звездами солнечного типа. Другое упрощение, принятое при моделировании, состоит в том, что мы не разрешаем профиль вспышки во времени, считая, что интенсивность излучения увеличивается и остается постоянной на время характерной длительности вспышки данной интенсивности. Данное предположение не влияет на результаты работы, так как вспышки достаточно короткие и в течение собственно вспышки атмосфера едва начинает реагировать на нагрев.

Профили атмосферы, полученные при моделировании вспышки с увеличением интенсивности в

100 раз на 24 мин, называемой в дальнейшем супервспышкой со “средней” интенсивностью, показаны на рис. 1. В течение самой вспышки атмосфера нагревается, причем в основном нагреваются слои, лежащие в районе температурного пика стационарного решения, имеющего значение в 7000 К и лежащего на высоте $R_{\max} = 1.3R_{\text{pl}}$. Стационарный профиль показан сплошной линией на рис. 1. При нагреве температура в пике увеличивается до 9000 К, сам же пик незначительно сдвигается относительно начального положения вверх по высоте (самая толстая штриховая линия на рис. 1). В дальнейшем разогретые нижние слои атмосферы начинают расширяться, при этом большая часть энергии, поглощенная при вспышке и запасенная при нагреве, переходит в гравитационную энергию разбухающей атмосферы. Как было показано в [1], через некоторое время после начала движения вещества атмосферы формируется “внешняя” ударная волна, распространяющаяся вверх по атмосфере со скоростью ~ 23 км/с (вещество за ее границей движется со скоростью ~ 15 км/с). На трех профилях рис. 1, соответствующих моментам времени $t_{\text{past}} = 1, 2$ и 3 часа после окончания нагрева, данный элемент течения отчетливо виден. После прохождения волны вещество возвращается назад, при этом формируется вторая, внутренняя, ударная волна, распространяющаяся также наружу со скоростью ~ 5 км/с. Данная ударная волна отчетлива видна на двух последних профилях рис. 1. После прохождения второй волны решение возвращается к начальному распределению.

Аналогичные результаты получаются и для вспышек с другими интенсивностями, однако для вспышки с “малой” интенсивностью, соответствующей 10-кратному увеличению потока на 12 мин, внутренняя ударная волна не формируется из-за того, что возвращающееся вещество не развивает необходимые скорости. Наличие заметного радиального движения атмосферы после воздействия вспышки приводит к выбросу вещества из атмосферы. В работе [21] были сделаны оценки темпа потери массы атмосферой в предположении полной сферической симметрии задачи, используя результаты решения для подзвездной точки. Данная величина может быть расценена как ограничение сверху для теряемой массы и составляет: $\Delta M_{\text{aer},10} = 4\pi R_{\max}^2 \int \rho v dt - \dot{M}_{\text{aer}} \cdot \Delta t_{10} = 5 \times 10^{13}$ г, $\Delta M_{\text{aer},100} = 8 \times 10^{14}$ г и $\Delta M_{\text{aer},1000} = 8 \times 10^{15}$ г для 10, 100 и 1000-кратной вспышек соответственно (Δt_{10} — время отклика на вспышку соответствующей интенсивности). Здесь стоит отметить, что темп потери массы стационарного решения в предположении сферической симметрии задачи составляет $\dot{M}_{\text{aer}} = 2 \times 10^{10}$ г/с, что за характерное время отклика атмосферы на вспышку

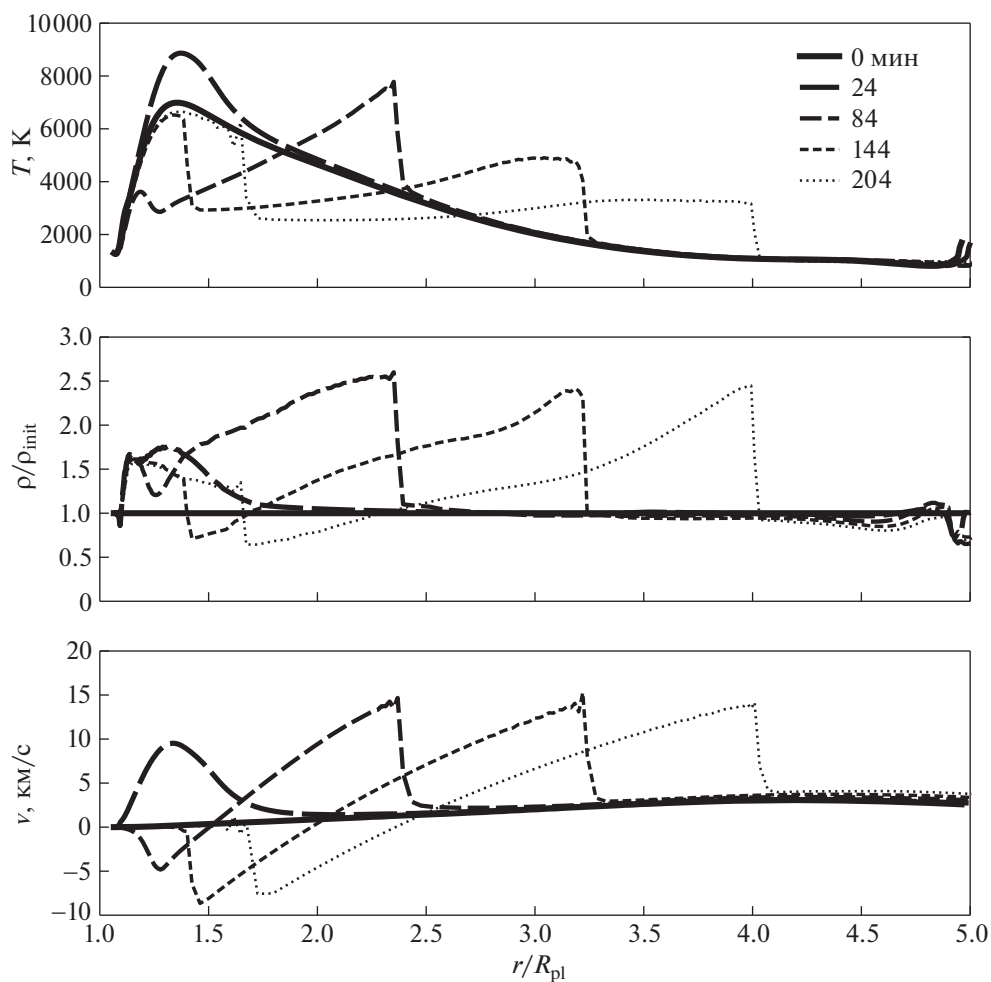


Рис. 1. Динамический отклик атмосферы на кратковременный сильный нагрев для супервспышки средней интенсивности (увеличение в 100 раз с длительностью 24 мин). Вверху — температурный профиль, в центре — относительное изменение плотности по сравнению со стационарным решением, внизу — скорость вещества атмосферы. Толстой сплошной линией показан профиль стационарного решения, другие линии показывают профили для последующих моментов времени. При этом чем тоньше линия и чем короче штрихи в ней, тем более позднему моменту времени она соответствует: самая толстая штриховая линия — профилю к окончанию нагрева, и три момента после окончания с промежутком через час. На последних профилях отчетливо видны две волны, распространяющиеся в атмосфере. Также видно, что после прохождения второй волны решение восстанавливается к начальному.

(2 часа) соответствует потере $\Delta M_{\text{атм}} = 3 \times 10^{14}$ г. Для того чтобы рассмотреть реальную динамику вещества, поднимающегося из атмосферы, и его взаимодействие со звездным ветром, необходимо использовать полноценную трехмерную модель, что в свою очередь позволит корректно определить изменения темпа потери вещества из оболочки горячего юпитера под действием вспышки.

Полученные результаты расчетов одномерных профилей используются как зависящее от времени внутреннее граничное условие для трехмерного кода. При этом в качестве высоты, на которой задаются граничные условия, выбрана точка максимума температуры начального профиля ($R_{\text{max}} = 1.3R_{\text{pl}}$). Рассмотрим зависимость газодинамиче-

ских величин в течение процесса нагрева во время супервспышек разной интенсивности, развития возмущений и возврата в стационарное состояние для данной высоты. Эти зависимости изображены на рис. 2.

Так, в течение вспышки на выбранной высоте будет наблюдаться нагрев до 7300, 9000 и 12000 К для слабой, средней и мощной вспышек соответственно. При этом пик температуры может незначительно сдвигаться относительно начальной высоты. Уже к концу нагрева вещество начинает двигаться, хотя стоит отметить, что профиль к концу вспышки лишь незначительно отличается от начального, что обосновывает используемый нами подход с упрощенным профилем интенсивно-

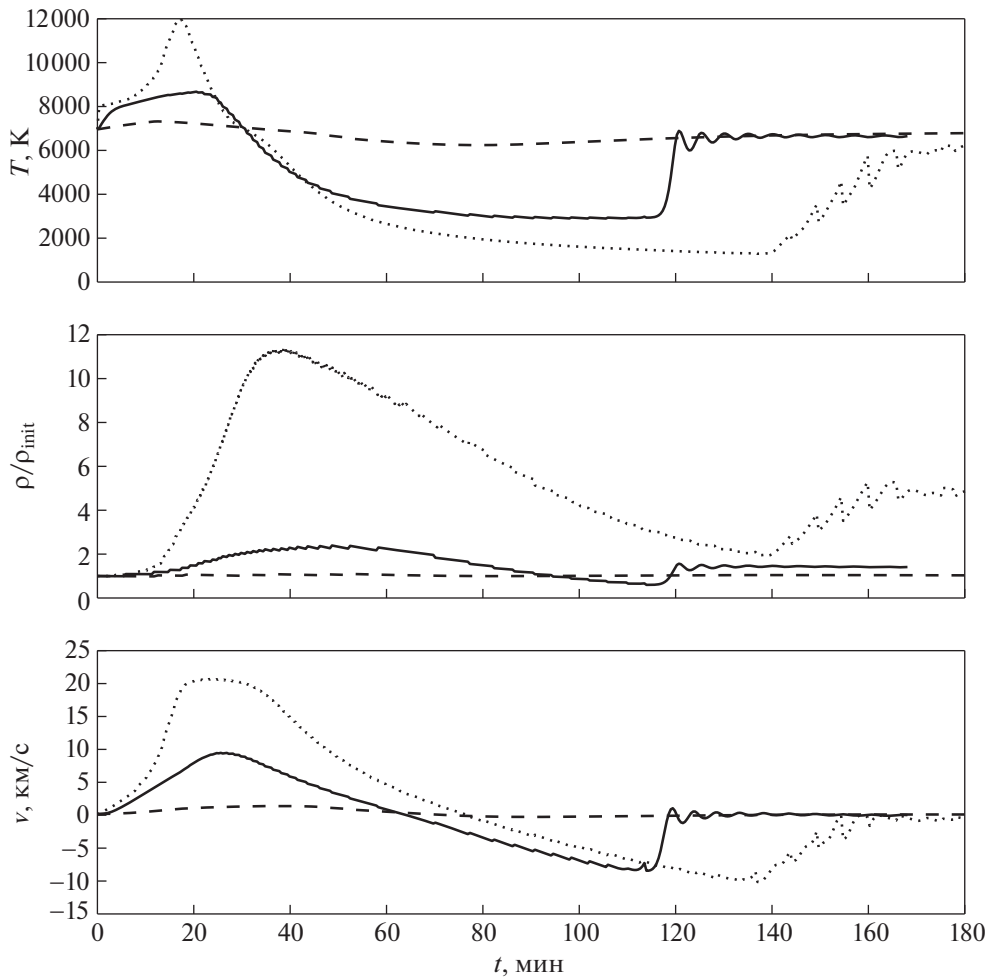


Рис. 2. Изменение газодинамических величин при кратковременном нагреве ультрафиолетовым излучением в зависимости от времени на высоте $R_{\max} = 1.3R_{\text{pl}}$. Данная высота соответствует температурному пику стационарного решения. Верхняя панель показывает температуру, средняя — относительную плотность, а нижняя — скорость вещества атмосферы на фиксированной высоте. Вспышки имеют длительность 12, 24 и 30 мин для слабой (10 раз), средней (100 раз) и мощной (1000 раз) вспышки соответственно. Профили отклика на вспышки соответствующих интенсивностей изображены сплошной, штриховой и пунктирной линиями.

сти излучения звезды в течение вспышки. После окончания нагрева и начала движения вещества атмосферы на исследуемую высоту поднимется более холодное и плотное вещество с более низких слоев, при этом чем сильнее вспышка, тем более холодные слои вещества смогут достигнуть высоты R_{\max} . Здесь стоит напомнить, что на высоте фотометрического радиуса температура атмосферы составляет порядка ~ 1000 К. Когда возмущение уйдет вверх по атмосфере в виде ударной волны, возмущенное вещество начнет возвращаться к своему стационарному состоянию, и при падении вещества будут развиваться значительные скорости, до 10 км/с (для вспышки средней интенсивности), и его торможение будет происходить с формированием второй, внутренней, ударной волны. В случае средней и сильной вспышек решение не

возвращается к своему начальному значению, что связано с недостаточной стабильностью решения, принимаемого за стационарное. При использовании полученных результатов в трехмерных расчетах фиксировалось, что решение возвращается к начальному в моменты времени $\tau_{10} = 150$, $\tau_{100} = 120$ и $\tau_{1000} = 140$ мин после начала вспышки для слабой, средней и мощной вспышек соответственно.

3. ОПИСАНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛИ

Целью данной работы является моделирование процесса потери массы атмосферой вследствие нагрева при супервспышке. В предыдущем разделе был исследован отклик атмосферы на нагрев, но используемый одномерный код, хорошо моделирующий процессы, происходящие в низких слоях

атмосферы, не может корректно описать динамику вещества в областях на границе полости Роша планеты и выше, а также моделировать взаимодействие со звездным ветром, требующее учета трехмерного характера задачи.

Трехмерный код, используемый для решения поставленной задачи, разрабатывался для исследования физических процессов, протекающих в оболочках горячих юпитеров, и содержит значительное количество модулей, разработанных специально для данной задачи. В его основе лежит газодинамический код, решающий уравнения Эйлера для идеальной невязкой жидкости:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0, \\ \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \mathbf{I}] &= \\ = -\rho \operatorname{grad} \Phi - 2[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}] \rho + \mathbf{f}_{\text{rad}}, \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u}(\varepsilon + p)] &= -\rho \mathbf{u} \operatorname{grad} \Phi, \end{aligned} \quad (1)$$

замыкаемые уравнением состояния нейтрального одноатомного газа:

$$\varepsilon = \frac{\rho \mathbf{u}^2}{2} + \frac{p}{(\gamma - 1)}. \quad (2)$$

В данной записи используются обозначения: ρ — плотность вещества, \mathbf{u} — вектор скорости, p — давление, \mathbf{I} — единичная матрица, Φ — гравитационный потенциал Роша, $\boldsymbol{\Omega}$ — вектор скорости обращения системы звезда-планета, \mathbf{f}_{rad} — сила радиативного давления, ε — плотность полной энергии вещества, $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты.

Если взять систему отсчета, где ось X совпадает с линией, соединяющей центры звезды и планеты, ось Y лежит в орбитальной плоскости, а ось Z дополняет эту тройку до правой, то потенциал Роша в ней записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Phi &= \\ &= - \left(\frac{GM_*}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + \frac{GM_{\text{pl}}}{\sqrt{(x - A)^2 + y^2 + z^2}} \right) - \\ &\quad - \frac{1}{2} \Omega^2 \left[\left(x - A \frac{M_{\text{pl}}}{M_* + M_{\text{pl}}} \right)^2 + y^2 \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где M_* — масса звезды, M_{pl} — масса планеты, A — большая полуось системы. Для борьбы с искажениями, возникающими при втекании звездного ветра в расчетную область, данный потенциал корректировался в области решения, заполненного непроявляющимся с атмосферой планеты ветром [16].

Также параллельно уравнениям системы (2) рассчитывалось уравнение переноса для нейтрального вещества, где в правой части записываются члены, определяющие нестационарную ионизацию в оболочке планеты:

$$\frac{\partial n_{\text{HI}}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{\text{HI}} \mathbf{u}) = \mathcal{R} - \mathcal{C} - \mathcal{I}, \quad (4)$$

где $\mathcal{R}(T, n_e, n_{\text{HI}})$, $\mathcal{C}(T, n_e, n_{\text{HI}})$ и $\mathcal{I}(\tau, n_{\text{HI}})$ — это темпы рекомбинации протонов с электронами, столкновительной ионизации и фотоионизации излучением звезды, τ — оптическая глубина. Используемые в этом уравнении параметры, а также расчет радиативного давления (\mathbf{f}_{rad}) подробно описаны в работе [26]. При моделировании задачи мы увеличиваем интенсивность линии Лаймана-альфа (1216 Å) и ионизирующего излучения ($\lambda < 912$ Å) в соответствии с интенсивностью вспышки. Как показали тестовые расчеты, для данной задачи, как и для стационарного решения, давление излучения не имеет какого-либо заметного влияния на решения, и может быть опущено, по крайней мере, для данной планеты. Для того, чтобы отделить вещество, теряемое атмосферой планеты, от вещества звездного ветра, в дополнение к физическим уравнениям решалось уравнение переноса, отслеживающее вещество атмосферы. Это делалось для корректного учета теряемой массы вещества атмосферы при последующем анализе решения.

При расчетах предлагается, что собственное вращение планеты синхронизировано с ее обращением по орбите, поэтому планета в системе, вращающейся вместе с системой звезда-планета, не будет двигаться, что значительно упрощает расчеты. Начальное условие, используемое в данной работе, с температурой атмосферы $T_{\text{atm}} = 7000$ К и плотностью на фотометрическом радиусе $n_{\text{phot}} = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ взято из работы [16], и оно соответствует замкнутой атмосфере с истечением из точки Лагранжа L_2 . Так как о параметрах звездного ветра в исследуемой системе ничего не известно, использовались параметры солнечного ветра на удалении, соответствующем орбите горячего юпитера HD 209458b: его концентрация составляет $n_{\text{wind}} \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$, скорость $v_{\text{wind}} = 100 \text{ км/с}$, температура $T_{\text{wind}} = 7.3 \times 10^5 \text{ К}$ [27]. Темп потери массы для такой стационарной системы составляет $\sim 10^9 \text{ г/с}$ [28].

Расчет проводился на декартовой неравномерной сетке с размерами $40 \times 40 \times 20 R_{\text{pl}}$, сгущенной к центру планеты таким образом, чтобы размер ячейки в районе фотометрического радиуса планеты не превышал шкалу высот моделируемой атмосферы. Вычисления были выполнены на суперкомпьютере НИЦ “Курчатовский институт”, при этом были задействованы 400 процессоров. В

качестве численной схемы использовалась схема Роу [29], для энтропийной коррекции использовалась поправка на основе LLF метода. Также была использована TVD поправка, позволяющая увеличить степень аппроксимации по пространству в областях гладкого решения, при этом не размывая ударные волны (см., напр., [30]).

В предыдущем разделе, где приводятся результаты расчета отклика атмосферы на вспышку, вычисленные с помощью одномерной модели, на рис. 2 показаны распределения газодинамических величин на высоте $R_{\max} = 1.3R_{\text{pl}}$ в атмосфере планеты. Данная высота выбрана, так как она соответствует максимуму температурного профиля стационарной атмосферы. В соответствии с данными, полученными из одномерной модели, мы моделируем температуру на внутренней границе R_{\max} следующим образом: на подзвездной стороне планеты в течение вспышки и последующего времени возвращения к начальным условиям задавались следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} T(t, R_{\max}) &= & (5) \\ &= T_{\text{atm}} + (T_{\text{aer}}(t, R_{\max}) - T_{\text{atm}}) \cdot \cos(\phi), \\ \rho(t, R_{\max}) &= (\rho_{\text{aer, rel}}(t, R_{\max}) \times \rho_{\text{init}}) \cdot \cos(\phi), \\ \mathbf{v}(t, R_{\max}) &= v_{\text{aer}}(t, R_{\max}) \cdot \cos(\phi) \cdot (\mathbf{r}/r). \end{aligned}$$

В данной записи через $T_{\text{aer}}(t, r)$, $\rho_{\text{aer, rel}}(t, r)$ и $v_{\text{aer}}(t, r)$ обозначены зависимости температуры, относительной плотности и радиальной скорости вещества для отклика атмосферы на вспышку, полученные из одномерной аэрономической модели и изображенные на рис. 2. Угол ϕ отсчитывается между направлением вектора на исследуемую точку из центра планеты (\mathbf{r}) и направлением оси X системы, совпадающей с орбитальной осью системы. Сравнение профилей стационарного решения, полученных из одномерной модели, с одномерными профилями, полученными из стационарного решения трехмерного кода, показали, что до высоты $\sim 3R_{\text{pl}}$ динамика профилей совпадает. Расхождения, наблюдаемые выше, связаны с присутствием в трехмерном решении элементов течения (контактного разрыва, ударной волны), формируемых только при такой постановке задачи.

Стоит сразу отметить, что данное задание граничных условий является наиболее простым при условии, что у нас есть расчет только для подзвездной точки. Данное распределение не является в достаточной степени физически обоснованным. Так, в соответствии с данным распределением, нагрев на терминаторе планеты будет равным нулю, что не соответствует действительности. Существует ряд и других эффектов, таких, как например, ветры в нижних слоях атмосферы, которые не учитываются в данной постановке задачи. Однако такое задание

граничных условий дает разумное приближение для трехмерного моделирования взаимодействия распространяющихся в атмосфере ударных волн с окружающим звездным ветром.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В данном разделе представлены результаты моделирования выброса массы вещества из атмосферы вследствие кратковременного сильного облучения высокоэнергетичным излучением, полученные с использованием трехмерного кода. Хотя характерные длительности моделируемых вспышек не превышают получаса, распространение возмущения в атмосфере длится намного дольше: так, для вспышки средней интенсивности, с учетом того, что скорость внешней волны составляет $v_{\text{wave},1} = 23$ км/с, характерное время распространения возмущения до контактного разрыва атмосферы составляет $\tau = 4R_{\text{pl}}/v_{\text{wave},1} \sim 5$ ч, где $4R_{\text{pl}}$ — это продольный размер полости Роша для моделируемой планеты. Время же взаимодействия выбрасываемой массы атмосферы со звездным ветром, в результате чего данное вещество будет снесено от планеты, составляет десятки часов.

4.1. Вспышка средней интенсивности

На рис. 3 представлены результаты моделирования динамики атмосферы при супервспышке со средней интенсивностью, когда излучение в XUV диапазоне вырастает в 100 раз, а ее длительность составляет 24 мин. На рисунке показаны шесть панелей, соответствующих начальному решению и 5-ти последующим моментам времени при выбросе массы из атмосферы. На второй панели, соответствующей $t = 5$ ч после начала вспышки, что значительно превышает ее характерную длительность, видно, что атмосфера “разбухает” на подзвездной стороне в результате выхода на ее “поверхность” сформировавшейся в глубине волны. При этом, как будет показано в разделе 5, характерный размер атмосферы увеличится для земного наблюдателя. В дальнейшем это выброшенное вещество будет взаимодействовать с набегающим звездным ветром, в результате чего часть вещества будет снесена вниз по течению, а часть может вернуться в атмосферу.

На третьей панели рис. 3, соответствующей $t = 8$ ч после начала вспышки, видно, как выброшенное в сторону звезды вещество, проходя через окрестности точки Лагранжа L_1 , формирует струю. Впоследствии, как видно на следующей панели, она отрывается и сносится от планеты вниз по течению звездного ветра. После дальнейших пертурбаций атмосфера возвращается к своей первоначальной форме.

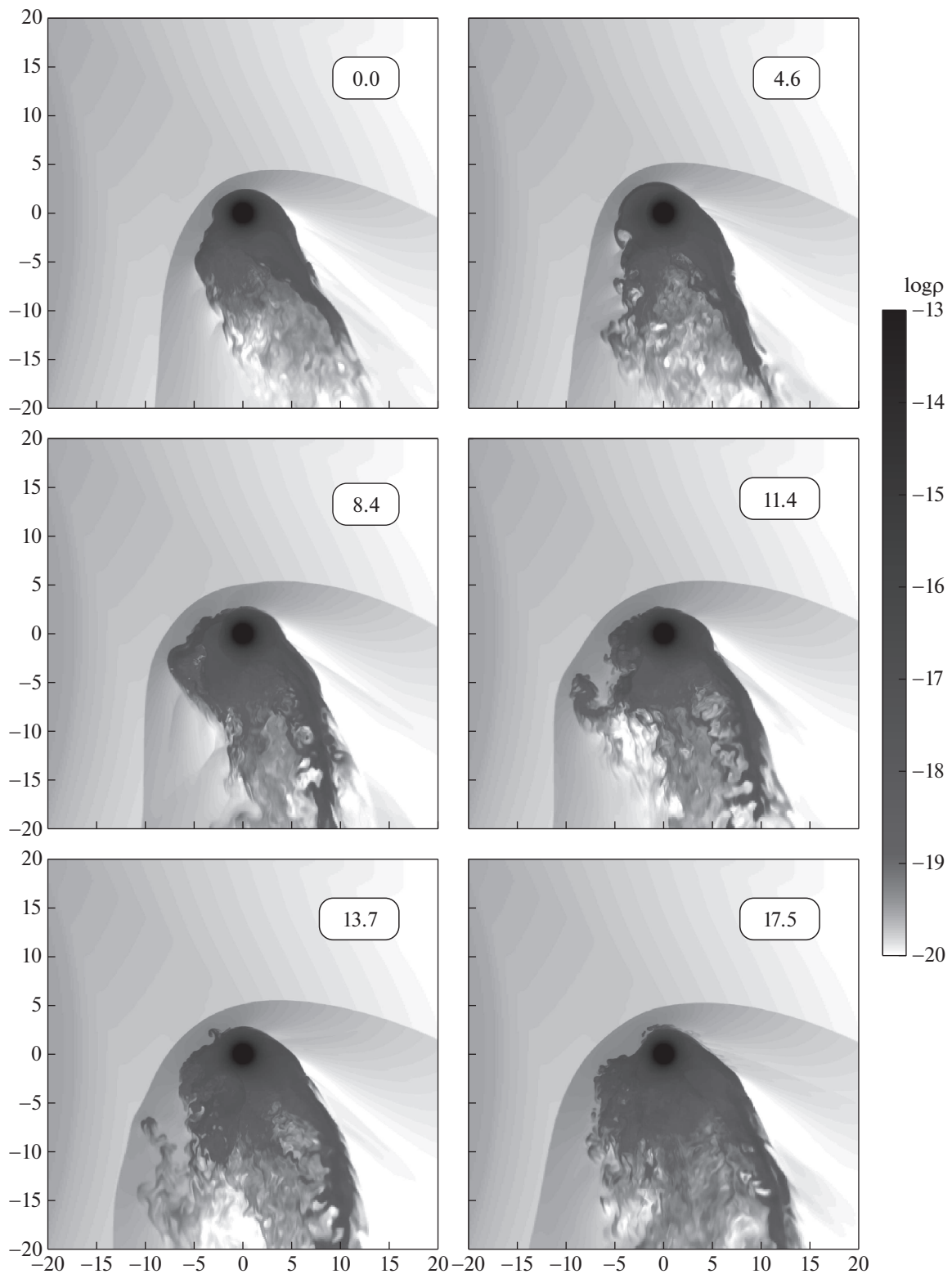


Рис. 3. Динамика атмосферы при выбросе вещества из атмосферы вследствие нагрева, для супервспышки средней интенсивности. Показано распределение плотности в орбитальной плоскости системы в логарифмической шкале, все расстояния указаны в планетных радиусах R_p . Для каждой панели в верхнем правом углу указано время в часах после начала вспышки. На первой панели показано стационарное решение из работы [16].

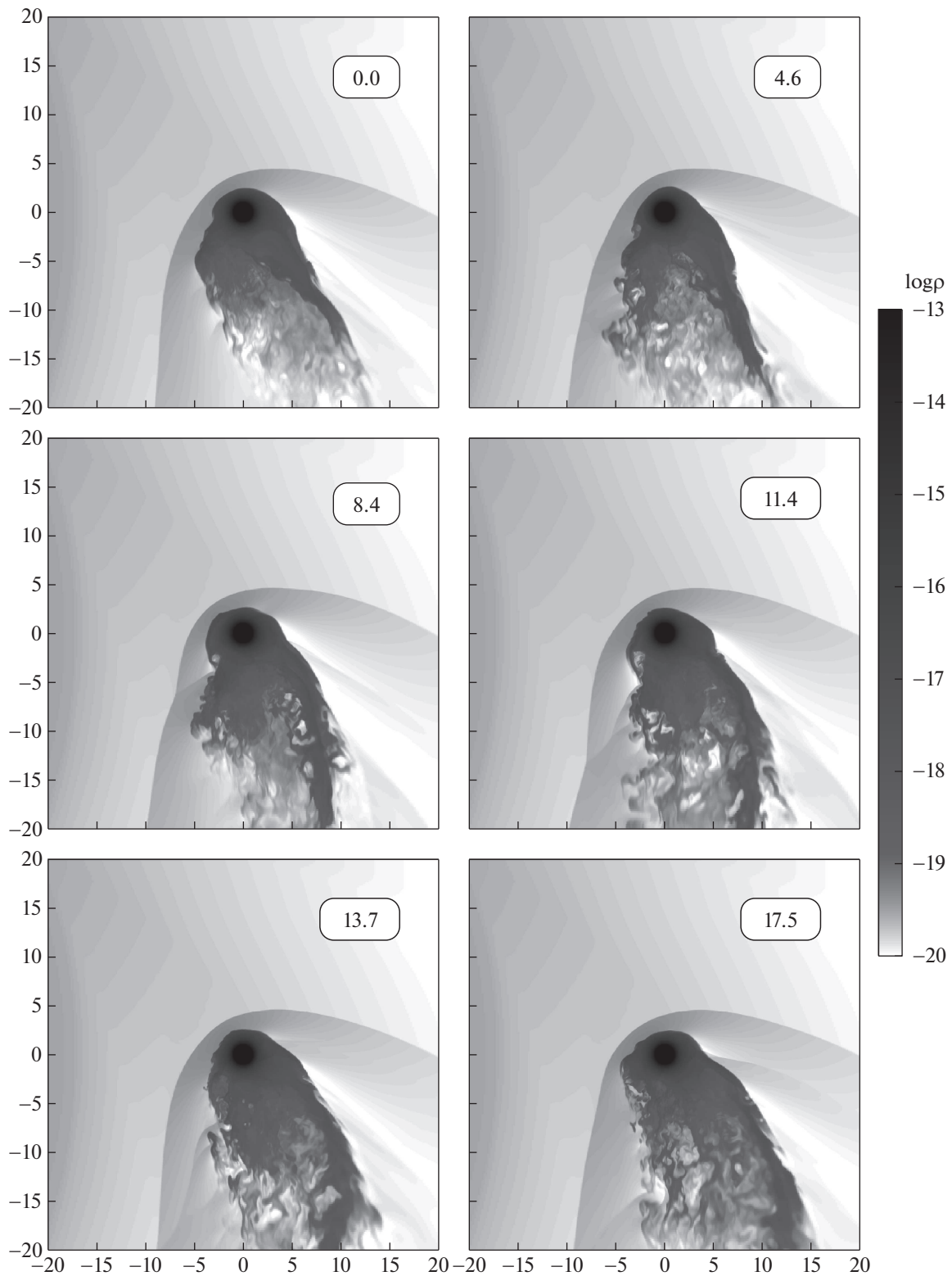


Рис. 4. То же самое, что на рис. 3, для вспышки со слабой интенсивностью.

4.2. Вспышка малой интенсивности

Результаты моделирования вспышки малой интенсивности, когда поток вырастает в 10 раз на

12 мин, представлены на рис. 4. В отличие от предыдущего случая данная вспышка на порядок слабее, и волна от нагрева в атмосфере также имеет

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

4.3. Вспышка большой интенсивности

Для вспышки 1000-кратной интенсивности с длительностью 30 мин результаты моделирования представлены на рис. 5. Здесь нагрев атмосферы сопровождается очень мощным выбросом, при этом разлетающееся вещество атмосферы сдвигает окружающий звездный ветер. Видно, что начиная с ~ 15 ч после начала вспышки выброшенное вещество атмосферы сколламировано вдоль линии тока в потенциале Роша системы. При этом через $t \approx 20$ ч вспышка выходит за пределы расчетной области.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

После вспышки, как показали трехмерные расчеты, характерный размер оболочки горячего юпитера будет увеличиваться, что является потенциальным наблюдательным явлением. По результатам проведенных трехмерных моделирований была рассчитана фотометрическая кривая для линии Лайман-альфа для вспышки средней интенсивности. Расчет поглощения для построения фотометрической кривой был проведен в соответствии с формулами, изложенными в работе [26], при этом учитывались доплеровский сдвиг и рассчитываемая при моделировании неравновесная ионизация (см. раздел 3).

На рис. 6 на верхних панелях показана интенсивность излучения в системе в момент прохождения планетой центра звезды. При этом планета движется слева направо, и соответственно след за планетой с истечением из точки Лагранжа L_2 виден с левой стороны от планеты. Белый диск показывает видимую часть звезды с радиусом $R_{\text{star}} \approx 8R_{\text{pl}}$. На нижних панелях показана модельная фотометрическая кривая в линии Лайман-альфа.

Как видно из рис. 6, выброшенное после вспышки вещество увеличивает затмение с 4 до 6%. При этом данный эффект длится порядка ~ 2 ч, тогда как длительность самого транзита составляет около 3 ч. Так как увеличение затмения оболочкой планеты происходит значительно позднее самой вспышки (для вспышки средней интенсивности “задержка” затмения составляет ~ 5 ч), можно будет отследить увеличение затмения на вернувшейся

к стационарной величине потока фотометрической кривой.

Стоит отметить, что при данном эффекте скорость распространения возмущения в атмосфере зависит от интенсивности вспышки. При этом чем сильнее вспышка, тем быстрее распространяется возмущение, и тем раньше и интенсивнее будет проявляться увеличенное поглощение. В данной работе использованы параметры замкнутой атмосферы (см. раздел 3), решение с квазизамкнутой оболочкой будет давать значительно большее затмение, соответствующее наблюдаемым значениям (см. Введение).

Другим физическим эффектом, исследованным в данной работе, является потеря массы атмосферой планеты при вспышке родительской звезды. Используя данные выполненных моделирований, можно построить графики зависимости темпа потери массы от времени. Они изображены на рис. 7 в логарифмическом масштабе и рассчитываются как поток вещества атмосферы через контрольную поверхность — грани куба с размерами $12 \times 12 \times 16R_{\text{pl}}$, центрированном на планете. Вещество атмосферы отслеживается через дополнительно рассчитываемое уравнение переноса (см. раздел 3).

На представленном графике видно, что поток для вспышек малой и средней интенсивности увеличивается приблизительно через 15 ч после самой вспышки, тогда как для мощной вспышки выбрасываемое вещество проходит через контрольную поверхность уже через 3 ч. Это вызвано тем, что наблюдаемый поток для мощной вспышки представляет собой разлетающееся вещество атмосферы, сдвигающее перед собой вещество звездного ветра, как это видно на рис. 5. Для более слабых вспышек выброшенное вещество в течение значительного времени взаимодействует со звездным ветром внутри расчетного объема, и лишь потом сносится вниз по течению, давая увеличенный темп потери массы.

Путем интегрирования мгновенного темпа потери массы можно рассчитать полные потери массы вследствие вспышки. Для вспышек разной интенсивности они составляют: $\Delta M_{10} = 4 \times 10^{13}$ г, $\Delta M_{100} = 2 \times 10^{14}$ г, $\Delta M_{1000} = 2 \times 10^{15}$ г для первой, второй и третьей вспышки соответственно. При этом длительность увеличенного темпа потери массы составляет ~ 30 ч для всех вспышек. Для вспышки средней интенсивности усредненный темп потери массы превышает стационарное значение лишь в три раза, а для слабой — в полтора, поэтому вспышки, для которых интенсивность в УФ диапазоне увеличивается не более, чем на порядок величины, не приводят к какому-либо заметному увеличению темпа потери массы.

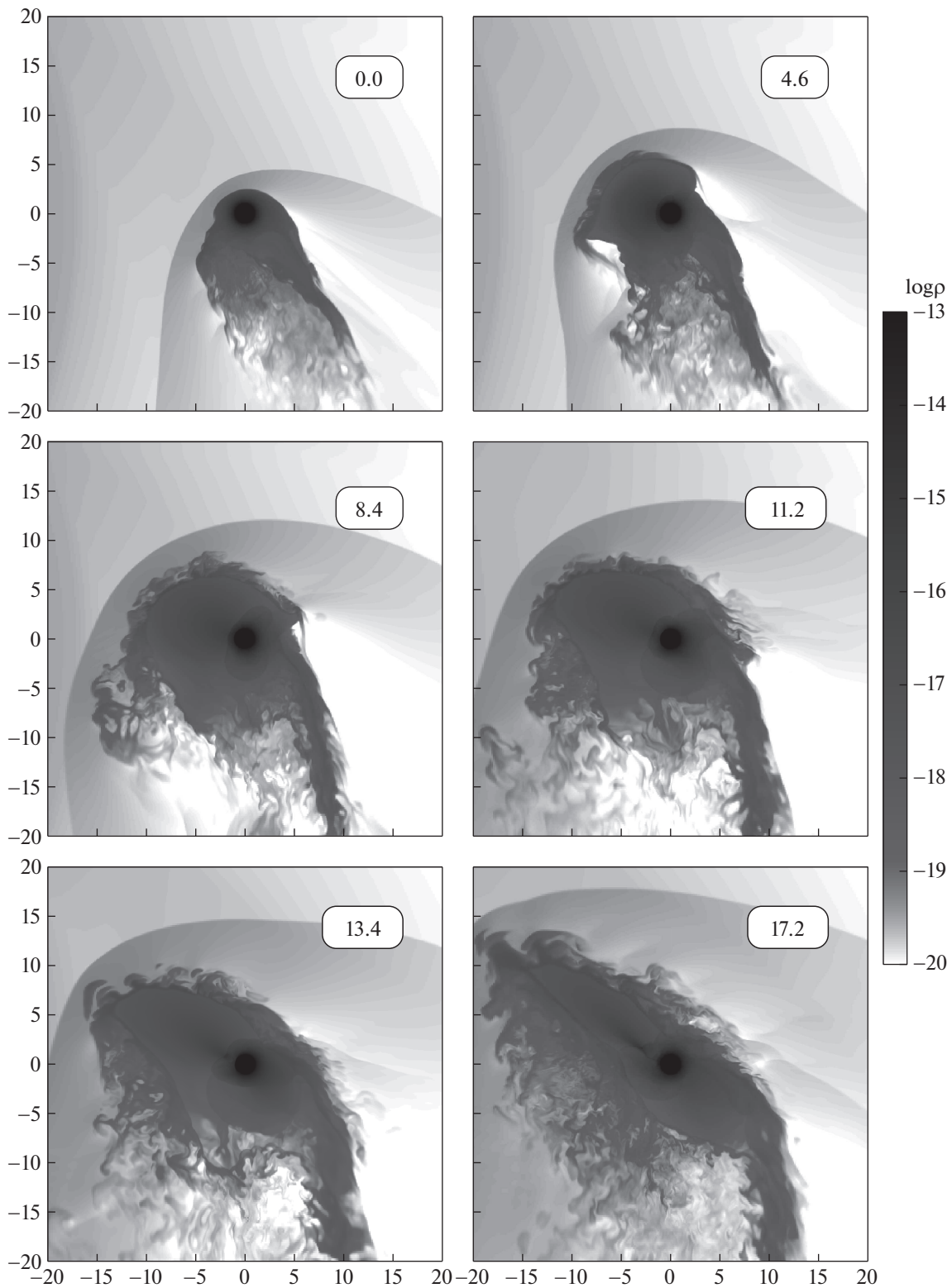


Рис. 5. То же самое, что на рис. 3, для мощной супервспышки.

Вспышки различной интенсивности происходят с различной частотой: так, для звезды солнечного типа модельная вспышка с увеличением интен-

сивности в XUV диапазоне в 100 раз происходит 1 раз за ~ 100 лет. Вспышки с увеличением в 10 и 1000 раз — с частотой 1 в ~ 10 и в ~ 1000 лет [19, 20]

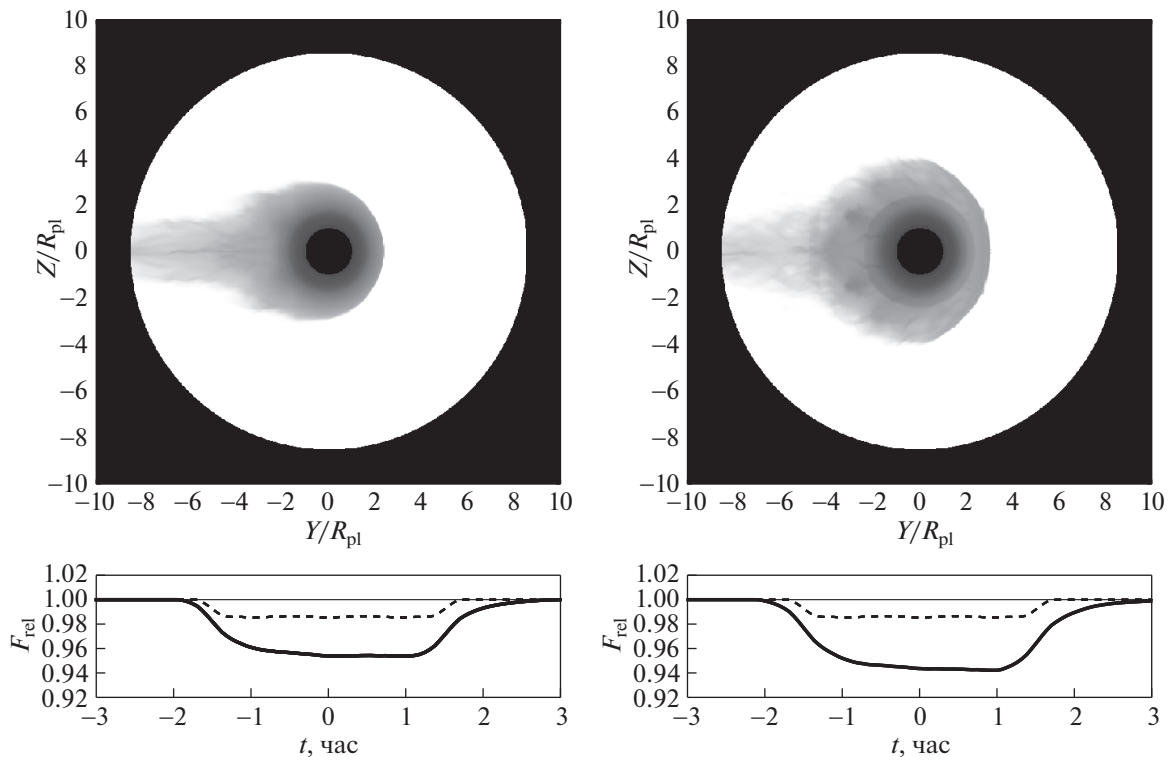


Рис. 6. Увеличение поглощения в линии Лайман-альфа вследствие выброса вещества из атмосферы при вспышке 100-кратной интенсивности. Слева показано затмение в линии Лайман-альфа для стационарного решения, справа — для момента с максимальной величиной затмения ($t = 5$ ч с начала вспышки). Глубина затмения увеличивается на несколько процентов за время порядка нескольких часов. На оси абсцисс отложено время в часах. Штриховой линией показано затмение в оптическом диапазоне (1.8%).

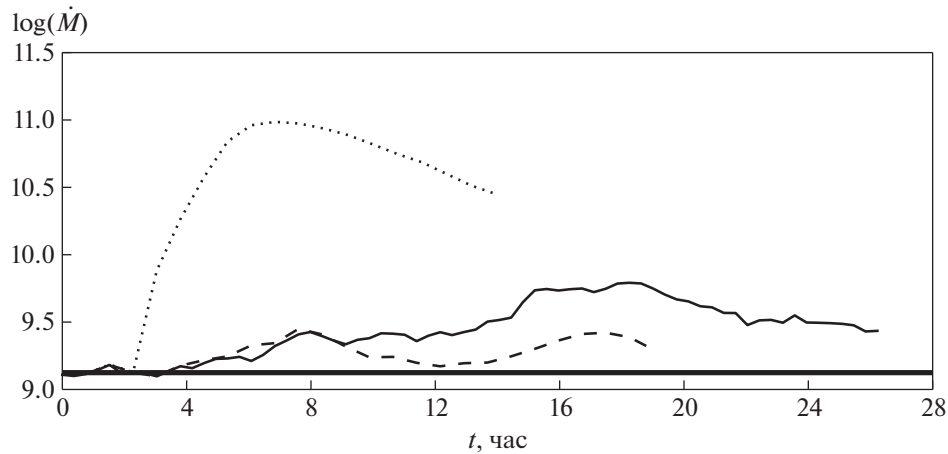


Рис. 7. Темпы потери массы (г/с) после вспышек различной интенсивности показаны тонкой сплошной, штриховой и пунктирной линиями для средней, слабой и мощной вспышки соответственно. Толстая сплошная линия показывает стационарный темп потери массы, равный $\dot{M} = 1.3 \times 10^9$ г/с. Ось ординат отложена в логарифмическом масштабе. По оси абсцисс отложено время в часах после начала вспышки.

соответственно. Учитывая данные частоты, можно оценить суммарную потерю массы за 1 млрд. лет вследствие вспышечной активности звезды, она

составляет $\Delta M \sim 10^{22}$ г. Так как при стационарном ветре темп потери массы для атмосферы с используемыми параметрами составляет $\dot{M} = 1.3 \times$

$\times 10^9$ г/с, за этот период времени планета теряет $\Delta M = 4 \times 10^{25}$ г. Отметим, что приведенный стационарный темп потери массы получен в трехмерном приближении задачи, что объясняет его расхождение с величиной $\dot{M}_{\text{аег}}$ (см. раздел 2). Несмотря на то, что для медленно вращающихся звезд, таких как Солнце, данный эффект пренебрежимо мал, для более молодых и быстровращающихся звезд исследованный механизм потери массы может играть значительную роль при расчетах эволюции планет данного класса.

6. ВЫВОДЫ

В данной работе на примере типичного горячего юпитера HD 209458b было проведено моделирование процесса выброса вещества из атмосферы при супервспышке родительской звезды солнечного типа. По результатам трехмерных газодинамических расчетов показано, что выброшенное при воздействии вспышки вещество увеличивает в полтора раза наблюдаемый размер оболочки в течение нескольких часов для супервспышек с энергией $E = 10^{33}$ эрг, что для быстровращающихся звезд может быть зафиксировано с помощью уже имеющихся наблюдательных техник.

Другим физическим эффектом, исследованным в данной работе, является потеря массы при рассматриваемом эффекте звездной погоды. Так, по результатам трехмерных расчетов было получено, что для вспышек с 10-кратным, 100-кратным и 1000-кратным увеличением интенсивности в XUV диапазоне атмосфера теряет: $\Delta M_{10} = 4 \times 10^{13}$ г, $\Delta M_{100} = 2 \times 10^{14}$ г, $\Delta M_{1000} = 2 \times 10^{15}$ г соответственно. Несмотря на то, что данный эффект не вносит заметного вклада в средний темп потери масс для медленно вращающихся звезд, таких как Солнце, возможно, для более молодых и быстровращающихся звезд это может быть важным эффектом, который необходимо рассматривать при эволюционных расчетах.

При исследовании данной проблемы была разработана и верифицирована модель, объединяющая одномерный аэрономический код, учитывающий химию и нагрев, с трехмерным кодом, где учитывается трехмерный потенциал Роша и взаимодействие со звездным ветром.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №17-32-50103 “мол_нр” и с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ

“Курчатовский институт”, <http://ckp.nrcki.ru/>. И.Ф. Шайхисламов благодарит фонд РФФИ, проект №16-52-14006; Д.В. Бисикало благодарит фонд РФФИ за поддержку (проект РФФИ №18-12-00447); В.И. Шематович благодарит фонд РФФИ за поддержку (проект №18-02-00721).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Д. В. Бисикало, А. А. Черенков, В. И. Шематович, Л. Фоссати, К. Местль, *Астрон. журн.* **95**, 686 (2018).
2. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor, *Nature* **422**, 143 (2003).
3. L. Ben-Jaffel, *Astrophys. J.* **671**, L61 (2007).
4. A. Lecavelier Des Etangs, D. Ehrenreich, A. Vidal-Madjar, G. E. Ballester, et al., *Astron. and Astrophys.* **514**, id. A72 (2010).
5. L. Fossati, C. A. Haswell, C. S. Froning, L. Hebb, et al., *Astrophys. J.* **714**, L222 (2010).
6. J. Schneider, C. Dedieu, P. Le Sidaner, R. Savalle, and I. Zolotukhin, *Astron. and Astrophys.* **532**, id. A79 (2011).
7. H. Lammer, F. Selsis, I. Ribas, E. F. Guinan, S. J. Bauer, and W. W. Weiss, *Astrophys. J.* **598**, L121 (2003).
8. R. V. Yelle, *Icarus* **170**, 167 (2004).
9. A. García Muñoz, *Planetary and Space Science* **55**, 1426 (2007).
10. R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, *Astrophys. J.* **693**, 23 (2009).
11. T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas, *Icarus* **226**, 1678 (2013).
12. K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, P. Odert, and M. L. Khodachenko, *Science* **346**, 981 (2014).
13. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Yu. L. Sasunov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, and N. V. Erkaev, *Astrophys. J.* **795**, 132 (2014).
14. M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, and P. A. Prokopyov, *Astrophys. J.* **813**, 50 (2015).
15. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al., *Astrophys. J.* **832**, 173 (2016).
16. Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Д. Э. Ионов, В. И. Шематович, *Астрон. журн.* **90**, 779 (2013).
17. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, L. Fossati, and C. Möstl, *Astrophys. J.* **846**, 31 (2017).
18. H. Maehara, T. Shibayama, S. Notsu, Y. Notsu, et al., *Nature* **485**, 478 (2012).
19. T. Shibayama, H. Maehara, S. Notsu, and Y. Notsu, *Astrophys. J. Suppl.* **209**, 5 (2013).

20. H. Maehara, T. Shibayama, Y. Notsu, S. Notsu, S. Honda, D. Nogami, and K. Shibata, *Earth, Planets, and Space* **67**, id. 59 (2015).
21. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, A. A. Cherenkov, L. Fossati, and C. Möstl, *Astrophys. J. Lett.*, in press (2018).
22. D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V. Shematovich, H. Lammer, and L. Fossati, *Astrophys. J.* **764**, id. 19 (2013).
23. Д. Э. Ионов, В. И. Шематович, Я. Н. Павлюченков, *Астрон. журн.* **94**(5), 381 (2017).
24. D. E. Ionov, Y. N. Pavlyuchenkov, and V. I. Shematovich, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 5639 (2018).
25. Я. Н. Павлюченков, А. Г. Жилкин, Э. И. Воробьев, А. М. Фатеева, *Астрон. журн.* **92**, 154 (2015).
26. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 605 (2018).
27. G. L. Withbroe, *Astrophys. J.* **325**, 442 (1988).
28. А. А. Черенков, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, *Астрон. журн.* **91**, 775 (2014).
29. P. L. Roe, *J. Comp. Phys.* **43**, 357 (1981).
30. D. Balsara, *Astrophys. J. Suppl.* **132**, 83 (2001).