

УДК 524.387/524.3-17

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОТЯЖЕННОЙ ОБОЛОЧКИ ГОРЯЧЕГО ЮПИТЕРА С УЗКОНАПРАВЛЕННЫМ КОРОНАЛЬНЫМ ВЫБРОСОМ МАССЫ

© 2019 г. П. В. Кайгородов<sup>1\*</sup>, Е. А. Ильина<sup>1</sup>, Д. В. Бисикало<sup>1\*\*</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 03.11.2018 г.; после доработки 16.12.2018 г.; принята к публикации 17.12.2018 г.

В работе рассматривается процесс прохождения горячего юпитера с квази-замкнутой протяженной оболочкой через корональный выброс массы (КВМ), имеющий малый угол раствора и короткую протяженность. По результатам трехмерного численного моделирования газодинамики определены характеристики течения в оболочке в процессе прохождения через КВМ и сделаны предположения о возможных наблюдательных проявлениях такого взаимодействия. Рассмотрено два варианта — вход планеты в начало КВМ и взаимодействие с передним краем КВМ по касательной. Определена величина потери массы планетой в результате взаимодействия с КВМ.

**DOI:** 10.1134/S0004629919050037

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдательные данные свидетельствуют о том, что газовые оболочки горячих юпитеров могут значительно превышать размер полости Роша [1–3]. Как показано в [4, 5], протяженные газовые оболочки горячих юпитеров могут относиться к одному из трех типов — замкнутой, квази-замкнутой и открытой. В случае замкнутой оболочки атмосфера не выходит за пределы полости Роша, так как динамическое давление звездного ветра превышает давление атмосферы на ее границе. В квази-замкнутых оболочках атмосфера начинает истечение через окрестности точек  $L_1$  и  $L_2$ , но при этом наиболее сильное истечение из точки  $L_1$  может быть остановлено динамическим давлением звездного ветра далеко за пределами полости Роша и формирует стационарное циркулирующее течение, не приводящее к большому темпу потери массы [6]. В оболочках открытого типа динамического давления ветра недостаточно для остановки истечения из  $L_1$  и происходит интенсивная потеря массы.

Устойчивость протяженной оболочки обусловлена балансом нескольких сил: гравитации, центробежной силы, а также давлений в истечениях и ветре. При возмущении параметров звездного ветра, например, при входе в корональный выброс массы (КВМ), равновесие нарушается и оболочка может быть сорвана, как это было показано в

работе [7]. Даже у такой спокойной звезды как Солнце КВМ наблюдаются часто — Земля проходит через КВМ около двух раз в месяц [8], а общая частота таких выбросов составляет от 0.5 до 4 в день [9]. Близкая к родительской звезде планета может взаимодействовать с КВМ гораздо чаще, кроме того, частота КВМ может быть выше у молодых, более активных звезд. Согласно наблюдениям SOHO/LASCO КВМ способны достигать скоростей в 3200 км/с при средней скорости в 489 км/с.

В работе [10] была сделана попытка оценить темп потери массы экзопланетой HD 209458b при прохождении через КВМ в случае, когда планета полностью находится внутри КВМ в течение всего времени его прохождения. Было показано, что при параметрах КВМ, близких к солнечным, дополнительная потеря массы при прохождении через выброс составляет  $\sim 10^{15}$  г, что сравнимо со стационарным темпом потери массы. Подобный КВМ приводил к срыву всей оболочки за пределами полости Роша. Однако интерес представляет также ситуация более узкого и слабого КВМ, в том числе при касательном взаимодействии КВМ с веществом планеты.

Целью данной работы является исследование структуры течения в оболочке горячего юпитера HD 209458b при прохождении через более слабый КВМ по сравнению с рассмотренным в работе [10], а также при касательном взаимодействии с узким и коротким КВМ. В разделе 2 описана трехмерная

\*E-mail: pasha@inasan.ru

\*\*E-mail: bisikaloo@inasan.ru

численная модель, применяемая при расчетах; в разделе 3 приводятся результаты моделирования; в разделе 4 суммируются результаты работы и обсуждаются ее основные выводы.

## 2. МОДЕЛЬ

В работе исследуется двойная система, состоящая из звезды и горячего юпитера с параметрами HD 209458b. Предполагается, что планета и родительская звезда движутся по круговым орбитам, а их массы сконцентрированы в их центрах. Течение описывается трехмерной системой уравнений газовой динамики, замыкаемой уравнением состояния идеального газа. Такое уравнение состояния может быть использовано, поскольку плазма звездного ветра и оболочки является практически полностью ионизированной. Неадиабатические процессы радиационного охлаждения газа в настоящей модели не учитываются. Из рассмотрения исключаются все процессы, связанные с переносом излучения, а также ускорение ветра, которым можно пренебречь вследствие малости счетной области. Также не учитывается влияние магнитного поля.

Температура экзосферы была принята равной 7500 К, она соответствует квазизамкнутому типу оболочки, численно полученному в работе [5]. При данной температуре оболочка планеты расширяется достаточно для того, чтобы наблюдался “шлейф” из вещества, сдуваемого звездным ветром, и узкий поток частиц, проходящий через точку либрации  $L_1$ .

В работе использовалась упрощенная конфигурация типичного солнечного КВМ, состоящего из трех фаз: ударной волны, в которой сосредоточена основная масса выброса, а также области раннего и позднего КВМ с пониженной по сравнению с первой фазой плотностью. Длительность всех фаз считается одинаковой и равна трети от полной продолжительности КВМ. Физические параметры, такие как плотность, давление и радиальная скорость, считаются постоянными внутри каждой отдельно взятой фазы. В настоящей работе будут рассмотрены два различных вида КВМ: долгий (3 часа) и короткий (0.5 часа). В обоих случаях скорость ветра во всем КВМ была задана постоянной:  $1.3 \times 10^3$  км/с для долгого и  $6 \times 10^2$  км/с для короткого при скорости невозмущенного ветра, равной 100 км/с. Плотность же менялась на протяжении трех фаз КВМ в соответствии с табл. 1. Продолжительность всех трех фаз была взята одинаковой: по 1 часу для долгого и по 0.17 часа для короткого КВМ соответственно. Также предполагалось, что вещество КВМ до вхождения в счетную область движется внутри конуса с углом в  $30^\circ$ .

Для численного моделирования используется трехмерный газодинамический код, аналогичный

**Таблица 1.** Плотность КВМ в зависимости от фазы

Фаза	Плотность, г/см <sup>3</sup>
Невозмущенный ветер	$1.66 \times 10^{-20}$
Фаза 1 КВМ	$1.66 \times 10^{-19}$
Фаза 2 КВМ	$1.66 \times 10^{-20}$
Фаза 3 КВМ	$8.3 \times 10^{-20}$

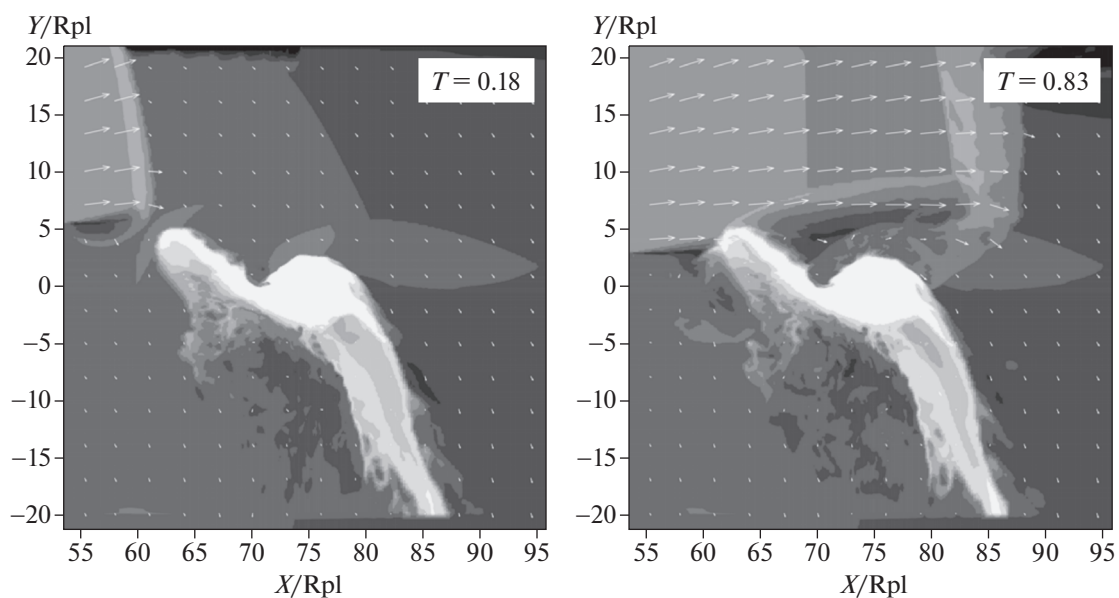
применяемому в работах [4, 5]. Для расчетов используются уравнения гравитационной газовой динамики, дополняемые уравнением состояния идеального одноатомного газа. Для решения системы уравнений используется конечно-разностная TVD-схема Роу–Ошера с энтропийной поправкой Эйнфельда.

Вычисления проводятся в неинерциальной системе отсчета, вращающейся вместе с системой звезда–планета. Центр масс звезды находится в начале координат, ось  $X$  соединяет центры масс звезды и планеты, ось  $Z$  сонаправлена с вектором угловой скорости системы  $\Omega$ , а ось  $Y$  дополняет тройку векторов  $XYZ$  до правой. Используется неравномерная прямоугольная сетка с разрешением  $(472 \times 472 \times 182)$  ячеек, сгущающаяся по мере приближения к центру планеты, при этом счетная область имеет размер порядка  $40 \times 40 \times 10$  планетных радиусов. На внешних границах заданы изменяющиеся во времени граничные условия, соответствующие параметрам звездного ветра с распространяющимся в нем КВМ. В начальный момент времени распределение параметров внутри счетной области задано соответствующим окончанию счета для модели с температурой 7500 К из работы [5].

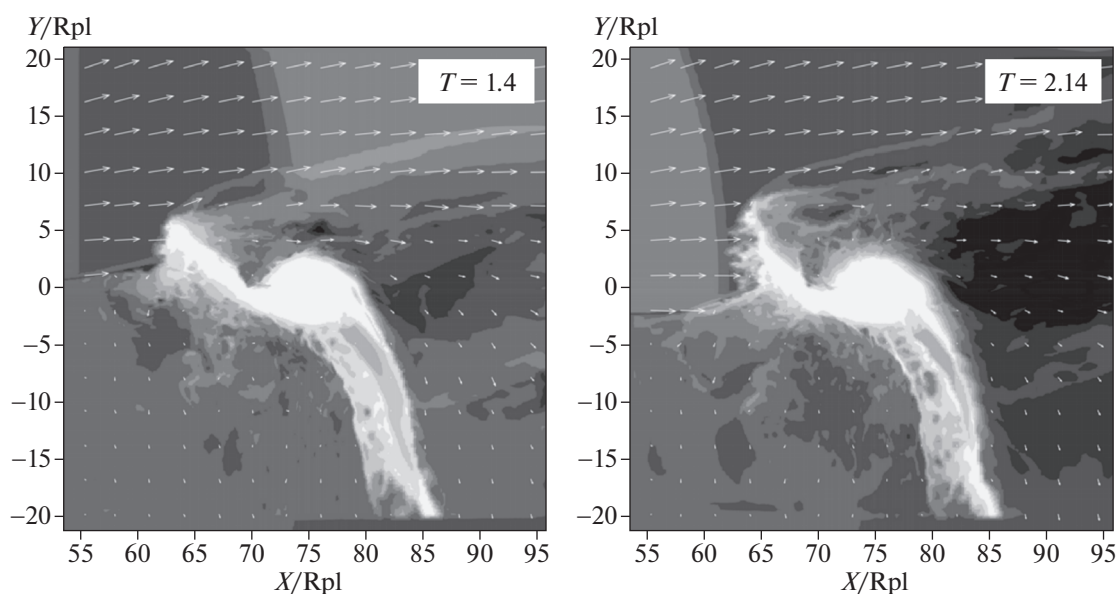
## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 1–4 представлено распределение логарифма плотности (светлые области имеют большую плотность) и вектора скорости в экваториальной плоскости системы для нескольких моментов времени первого расчета. Координаты на всех панелях нормированы на радиус планеты. На каждой панели планета находится в центре, звезда — слева (за пределами показанной области). Число в правом верхнем углу соответствует прошедшему с момента начала расчета физическому времени в часах.

На левой верхней панели рис. 1 ( $T = 0.18$  часа) показана структура течения на момент перед началом взаимодействия оболочки планеты с ударной волной перед КВМ. В ней присутствуют истечения из точек  $L_1$  и  $L_2$  планеты, ударные волны перед истечением из  $L_1$  и самой планетой, а также прочие



**Рис. 1.** Распределение логарифма плотности и вектора скорости в экваториальной плоскости системы для первого расчета. В правом верхнем углу каждой панели показано время в часах с момента начала счета.



**Рис. 2.** Результаты первого расчета. Обозначения аналогичны рис. 1.

элементы, подробно описанные в работе [5]. Начальные условия подобраны таким образом, чтобы планета входила в первую фазу КВМ, вещество которого видно в левом верхнем углу панели. На панели  $T = 0.83$  первая фаза КВМ уже прошла через ударную волну, находившуюся перед истечением из  $L_1$  и само истечение начало взаимодействовать с веществом второй, более разреженной фазы. На момент  $T = 2.14$  (рис. 2) вторая фаза прошла,

сильно нарушив форму истечения из  $L_1$ , но не уничтожив его полностью. Следующая за ней фаза на момент  $T = 3.49$  (рис. 3) характеризуется высокой скоростью и соответственно большим динамическим давлением, прохождение через нее полностью сносит струю из  $L_1$ , оставляя лишь небольшую часть, непосредственно перед планетой к моменту  $T = 3.49$ . На этом прохождение КВМ заканчивается, однако следующая за ним волна разрежения

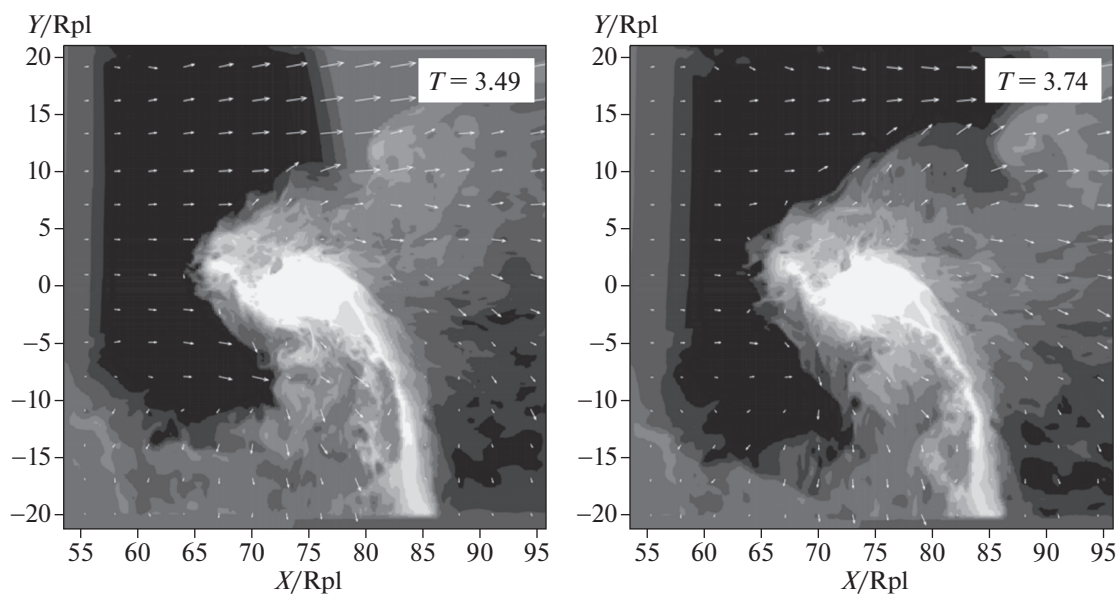


Рис. 3. Результаты первого расчета. Обозначения аналогичны рис. 1.

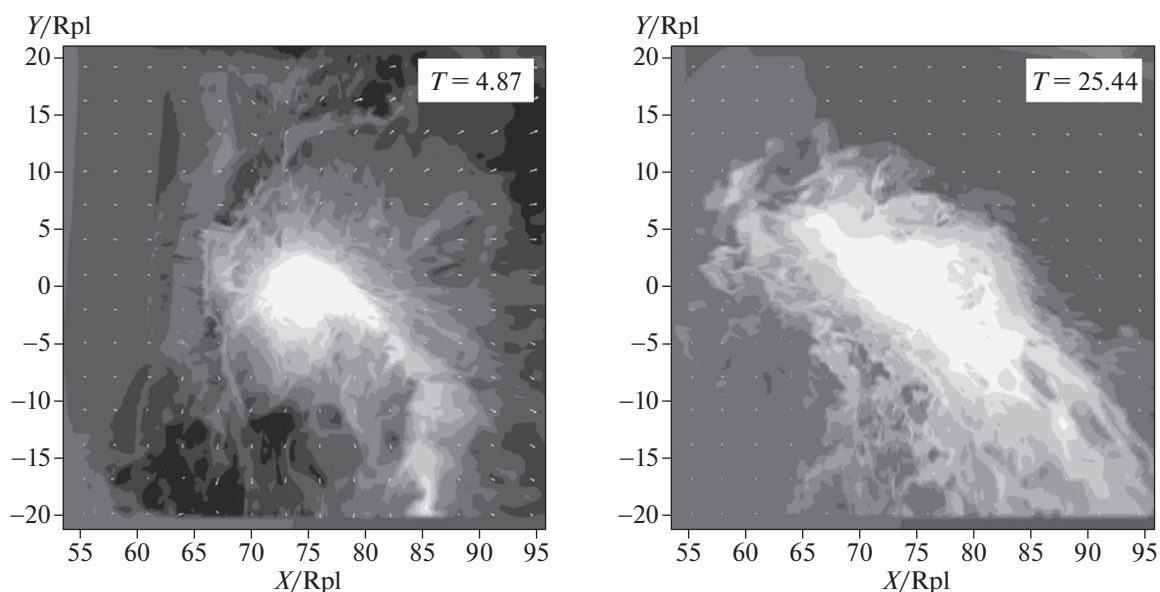


Рис. 4. Результаты первого расчета. Обозначения аналогичны рис. 1.

очень сильно дестабилизирует оболочку, буквально высасывая в течение нескольких часов вещество, оставшееся нетронутым после выхода из КВМ ( $T = 3.74\text{--}4.87$ , рис. 3, 4). Восстановление оболочки после прохождения КВМ занимает довольно большое время, на момент окончания счета ( $T = 25.44$ , рис. 4) оболочка еще не восстановилась полностью. В результате прохождения через КВМ атмосфера планеты теряет вещество массой  $\sim 4.8 \times 10^{15}$  г.

На рис. 5–8 показана эволюция течения для второго расчета — взаимодействие планеты с очень коротким КВМ (обозначения аналогичны рис. 1–4). Параметры расчета подобраны таким образом, чтобы КВМ взаимодействовал с оболочкой планеты по касательной. Структура течения перед началом взаимодействия показана на верхней панели рис. 5 ( $T = 0.2$ ): вещество КВМ на рисунке находится у левой границы, в нижней половине счетной области. КВМ задан настолько

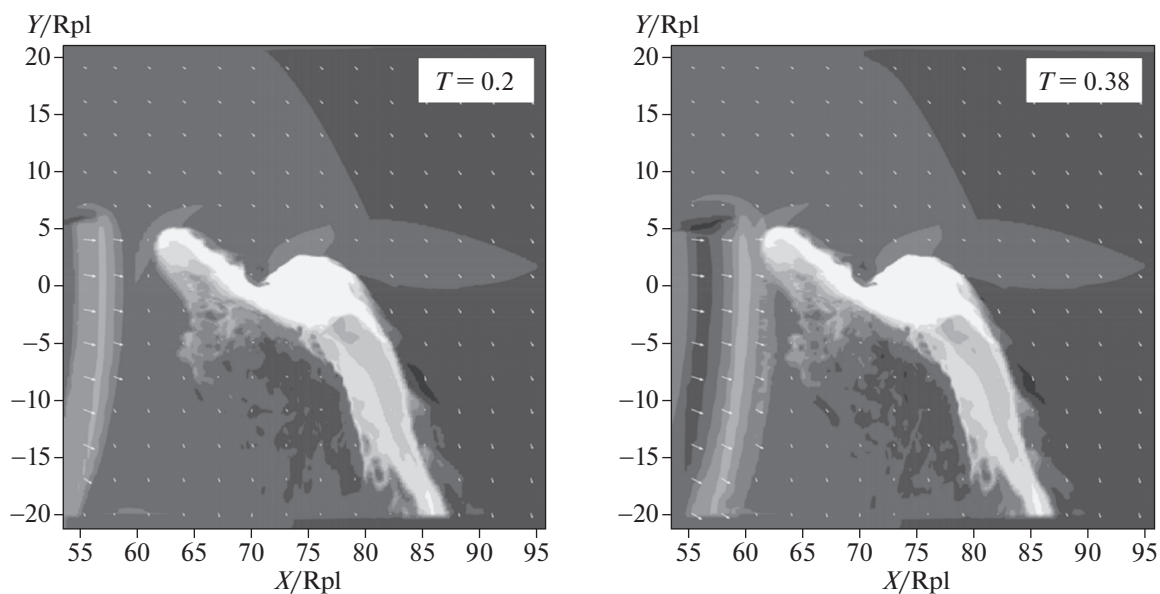


Рис. 5. Результаты второго расчета. Обозначения аналогичны рис. 1.

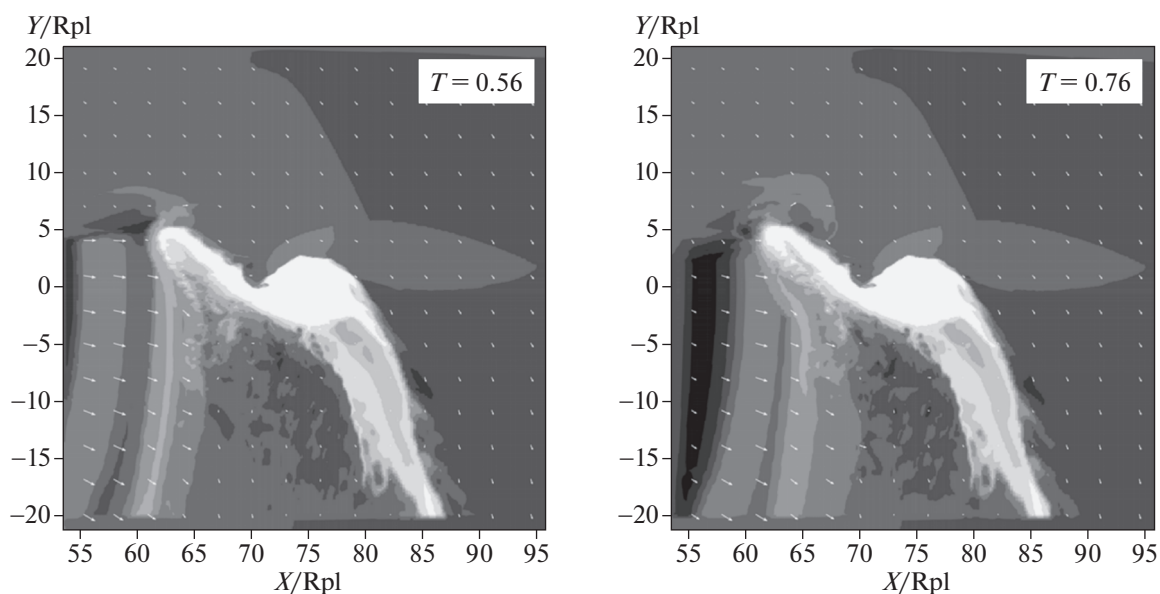


Рис. 6. Результаты второго расчета. Обозначения аналогичны рис. 1.

коротким, что к моменту времени  $T = 0.76$  (рис. 6) все три его фазы успевают провзаимодействовать с веществом, истекающим из  $L_1$ , практически не нанеся ему видимого ущерба. Также динамического давления всех трех фаз КВМ оказывается недостаточно для разрушения истечения из  $L_2$ , что видно на панели  $T = 2.15$  (рис. 7). Однако, как и в первом случае, волна разрежения, следующая за КВМ, сильно дестабилизирует оболочку, что

и приводит, в конечном итоге, к ее разрушению на момент времени  $T = 11.8$  (рис. 8). В дальнейшем начинается медленное восстановление оболочки, на момент окончания счета ( $T = 17.43$ ) оболочка восстановилась примерно наполовину. В результате прохождения через КВМ с данными параметрами планетой было потеряно вещество массой  $\sim 3.7 \times 10^{15}$  г.

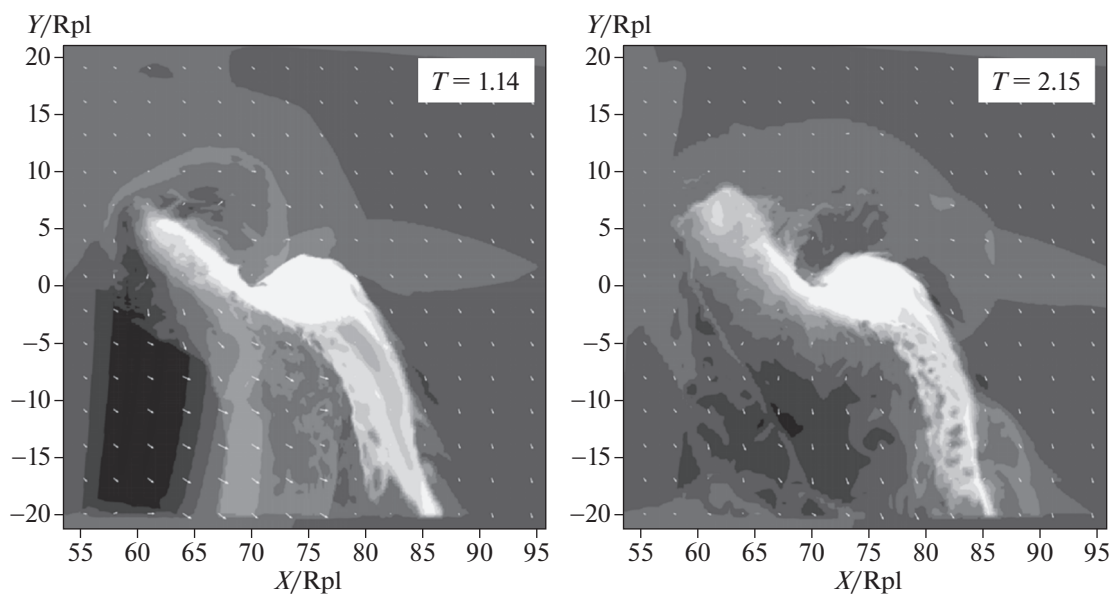


Рис. 7. Результаты второго расчета. Обозначения аналогичны рис. 1.

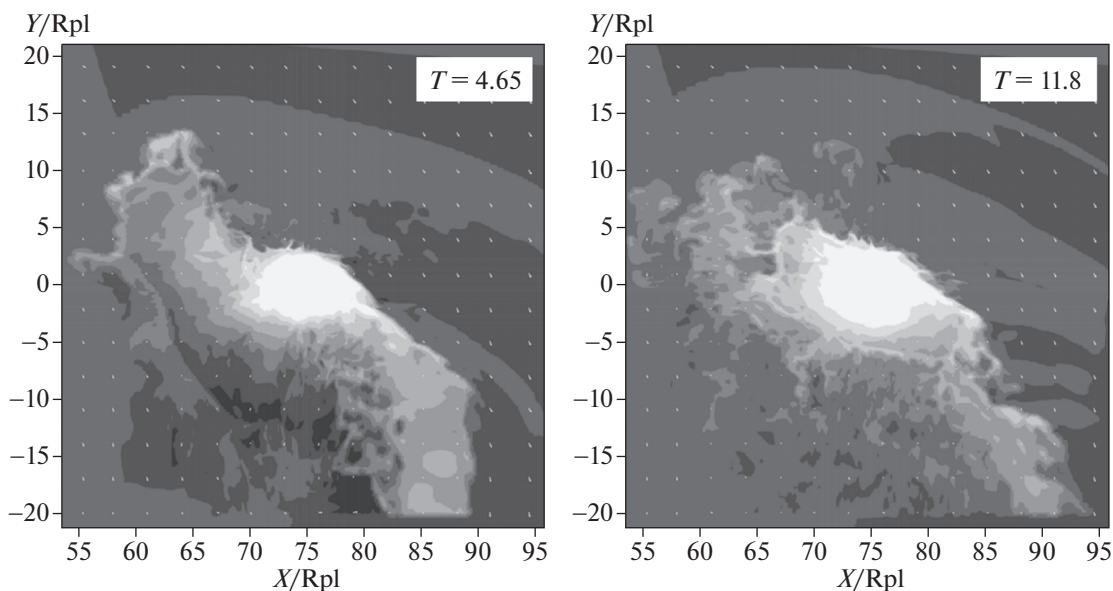


Рис. 8. Результаты второго расчета. Обозначения аналогичны рис. 1.

#### 4. ВЫВОДЫ

В работе рассмотрено взаимодействие протяженной оболочки горячего юпитера с корональным выбросом массы (КВМ) в газодинамическом приближении. В отличие от прошлых работ [7, 10], сделана попытка оценить влияние слабых КВМ, в том числе при касательном столкновении, на течение в оболочке. Рассмотрено два случая: “долгого” КВМ продолжительностью в 3 часа и “короткого”, длиной в 1 час. В случае “долгого” КВМ оболочка планеты постепенно входила в него (полностью войдя уже к моменту его окончания), а в случае

“короткого” взаимодействие было касательным, планета и весь поток из точки  $L_1$  находились за пределами КВМ, удаляясь от него.

В качестве начальной конфигурации было взято решение из [5] для горячего юпитера HD 209458b с квази-замкнутой оболочкой. Результаты моделирования показали, что даже касательное взаимодействие КВМ приводит к разрушению протяженной оболочки. При этом наибольшей разрушительной силой обладает зона разрежения, следующая за КВМ, — локальное понижение динамического давления приводит к резкому расширению оболочки, снижению ее плотности, в результате

чего стационарное течение нарушается и практически вся масса оболочки оказывается сброшенной. Определенная по результатам моделирования потеря массы планетой составила  $\sim 4.8 \times 10^{15}$  г для первого и  $\sim 3.7 \times 10^{15}$  г для второго варианта. Приблизительно одинаковая потеря вещества связана с тем, что в результате взаимодействия с КВМ сбрасывается вся оболочка целиком. Аналогичная картина наблюдалась и в модели, рассмотренной в работе [7], где для квази-замкнутой оболочки при лобовом столкновении с КВМ потеря массы составила  $\sim 10^{16}$  г. Таким образом, КВМ, даже слабые и узкие, опасны для протяженной оболочки, что следует учитывать при оценках темпов потери массы атмосферами горячих юпитеров.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят за поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (грант РФФИ № 18-02-00178). Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт”, <http://ckp.nrcki.ru/>.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. L. Fossati, S. Bagnulo, A. Elmasli, C. A. Haswell, *et al.*, *Astrophys. J.* **720**, 872 (2010).
2. L. Fossati, C. A. Haswell, C. S. Froning, L. Hebb, *et al.*, *Astrophys. J.* **714**, L222 (2010).
3. D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, and A. S. Arakcheev, *Living Together: Planets, Host Stars and Binaries*, Proc. of a conference held 8–12 September 2014 in Litomyšl, Czech Republic, edited by S. M. Rucinski, G. Torres, and M. Zejda, *ASP Conf. Ser.* **496**, 337 (2015).
4. D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V. Shematovich, H. Lammer, L. Fossati, *Astrophys. J.* **764**, id. 19 (2013).
5. Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Д. Э. Ионов, В. И. Шематович, *Астрон. журн.* **90**, 779 (2013).
6. А. А. Черенков, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, *Астрон. журн.* **91**, 775 (2014).
7. Д. В. Бисикало, А. А. Черенков, *Астрон. журн.* **93**, 139 (2016).
8. I. G. Richardson and H. V. Cane, *Solar Phys.* **264**, 189 (2010).
9. D. F. Webb and T. A. Howard, *Liv. Rev. Solar Physics* **9**, id. 3 (2012).
10. A. Cherenkov, D. Bisikalo, L. Fossati, and C. Mutschler, *Astrophys. J.* **846**, id. 31 (2017).