

ВЛИЯНИЕ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА ОРБИТЫ НА ТЕЧЕНИЕ В ОБОЛОЧКЕ ГОРЯЧЕГО ЮПИТЕРА

© 2022 г. П. В. Кайгородов^{1*}, Д. В. Бисикало¹

¹ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: pasha@inasan.ru

Поступила в редакцию 02.08.2022 г.

После доработки 10.10.2022 г.

Принята к публикации 20.10.2022 г.

В работе представлена трехмерная численная газодинамическая модель, предназначенная для исследования структуры течения в оболочках горячих юпитеров с эллиптическими орбитами. Для увеличения скорости и повышения точности моделирования расчет проводится в неинерциальной системе отсчета, движущейся вместе с планетой по эллиптической орбите. При этом собственное вращение системы координат задано таким образом, чтобы сохранять постоянным направление на звезду. Это позволяет упростить вид уравнений, используемых при моделировании, а также производить вычисления на неравномерных сетках и избежать потерь точности, вызываемых движением планеты по сетке. Проведен расчет структуры течения в протяженной оболочке горячего юпитера, движущегося по орбите с эксцентриситетом $e = 0.2$. Показано, что эксцентриситет орбиты приводит к периодическим изменениям потока вещества, теряемого атмосферой планеты, после прохождения планетой периастра. При этом средний темп потери массы примерно соответствует величине, полученной в модели с круговой орбитой при том же размере большой полуоси.

Ключевые слова: экзопланеты, горячие юпитеры, протяженные оболочки, численное моделирование

DOI: 10.31857/S000462992211007X

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия было открыто множество экзопланет, относящихся к классу горячих юпитеров – планет с массой порядка массы Юпитера и имеющих большую полуось орбиты менее 0.1 а.е. Примерно половина из тех горячих юпитеров, для которых определена величина эксцентриситета орбиты, имеют эллиптические орбиты, при этом величина эксцентриситета может, в некоторых случаях, превышать 0.5 (по данным сайта <http://exoplanet.eu>). Столь явное разделение горячих юпитеров на две группы (с нулевым и ненулевым эксцентриситетом) ставит множество вопросов как о механизмах их образования, так и о физических различиях между двумя этими группами. Для получения ответов на эти вопросы необходимо детальное исследование горячих юпитеров, имеющих как нулевой, так и отличный от нуля эксцентриситет. В частности, важным является вопрос о влиянии эксцентриситета орбиты на структуру и параметры атмосфер и протяженных оболочек горячих юпитеров, так как внешние части атмосфер и вещество оболочек в значительной мере определяют наблюдательные проявления этих планет.

Газовые оболочки горячих юпитеров могут достигать больших размеров и простираются далеко за пределы полостей Роша планет [1–6]. В работах [7, 8] было показано, что (в отсутствие магнитного поля) оболочка горячего юпитера может относиться к одному из трех типов: быть замкнутой, квазизамкнутой и открытой, в зависимости от положения точки лобового столкновения, в которой динамическое давление звездного ветра уравнивает давление атмосферы планеты. Если эта точка находится внутри полости Роша планеты, оболочка является замкнутой и лишь небольшое количество массы теряется атмосферой, образуя шлейф за планетой. В случае, когда на границе полости Роша планеты давление атмосферы превышает динамическое давление ветра, образуются истечения из окрестностей точек L_1 и L_2 . Далее, в зависимости от параметров системы, может реализовываться либо случай квазизамкнутой оболочки, когда поток из L_1 может быть остановлен динамическим давлением звездного ветра за пределами полости Роша, либо, в случае открытой оболочки, вещество атмосферы не может быть остановлено и формирует аккреционный диск вокруг звезды [9]. Как было показано в работе [10], общий темп потери массы в случае квазизамкнутой оболочки сравнительно

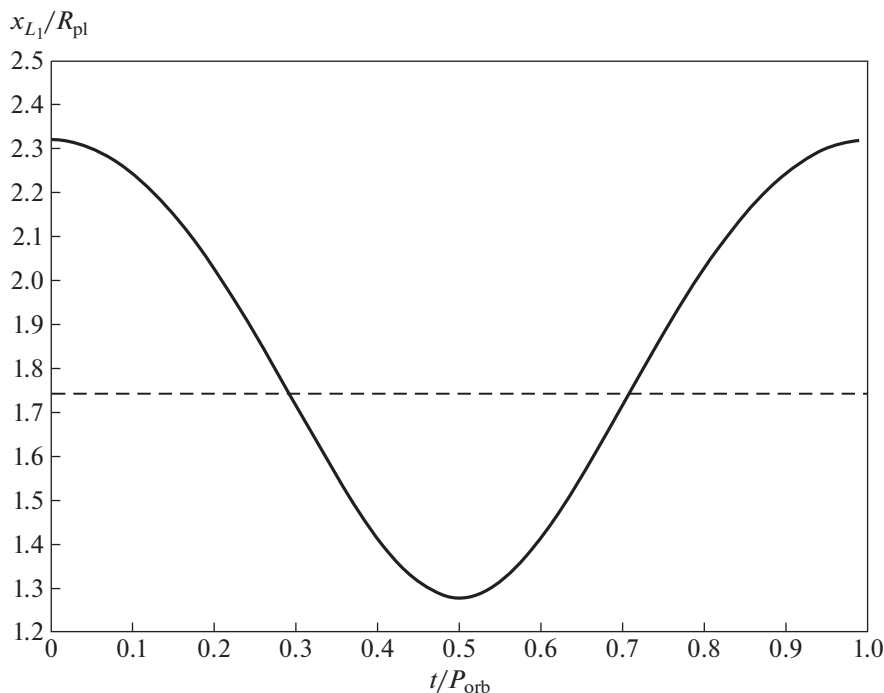


Рис. 1. Расстояние от центра планеты до аналога точки L_1 для модели с эллиптической орбитой в зависимости от времени.

невелик, так как существенная часть массы, покинувшей планету через окрестность точки L_1 , возвращается обратно в атмосферу, в то время, как интенсивной потере массы через окрестность точки L_2 мешает вихревое течение, устанавливающееся за планетой. Позднее, в работах [11–13] было показано, что наличие магнитного поля существенно не меняет картины течения, приводя, в основном, к сдвигу диапазона параметров, при котором оболочка может быть квазизамкнутой.

Результаты, полученные в работах [7–13], относятся к горячим юпитерам с круговыми орбитами. В рамках данной работы представлена газодинамическая численная модель, адаптированная для моделирования течения в оболочках горячих юпитеров, движущихся по эллиптическим орбитам. Можно предположить, что при движении по эллиптической орбите темп потери массы атмосферой горячего юпитера будет переменным, достигая максимума вблизи точки периастра и минимума в апоастре. На рис. 1 показана зависимость расстояния от центра масс планеты до L_1^* — аналога точки L_1 в модели с эллиптической орбитой для планеты с параметрами HD 209458b, аналогичными тем, что использовались в работе [8] (см. также описание модели в разделе 2), при эксцентриситете $e = 0.2$. Положение L_1^* может быть определено как точка, лежащая между центрами масс звезды и планеты, где в дан-

ный момент уравновешиваются силы, связанные с гравитацией и (радиальными) центробежными силами в системе координат, связанной с планетой. В отличие от классической внутренней точки Лагранжа L_1 , в L_1^* уравновешены не все потенциальные силы — сила инерции, связанная с угловым ускорением системы, остается не скомпенсированной. Как видно из рис. 1, L_1^* перемещается в пределах $\sim 1R_{pl}$, расстояние до нее от центра масс планеты достигает минимума в $\sim 1.3R_{pl}$ на фазе 0.5 и максимума $\sim 2.3R_{pl}$ на фазе 0. В модели с круговой орбитой при том же размере большой полуоси точка L_1 находилась на расстоянии $\sim 1.75R_{pl}$ (показана штриховой линией на рис. 1).

Точка L_1^* находится ближе, чем $1.75R_{pl}$ на фазах 0.3–0.7, т.е. на протяжении половины орбитального периода. Однако на темп потери массы атмосферой, кроме приливных сил, влияет множество параметров, связанных как с динамическим давлением звездного ветра, так и с нестационарными процессами в самой атмосфере. Для получения оценки темпа потери массы и возможных наблюдательных проявлений горячего юпитера с эксцентричной орбитой необходимо проведение трехмерного численного моделирования.

В разделе 2 статьи приведено описание модели горячего юпитера с эллиптической орбитой, в разделе 3 приведены результаты расчета для пла-

неты с параметрами HD 209458b и эксцентриситетом орбиты 0.2, проведенного в рамках данной модели, а раздел 4 содержит основные выводы статьи.

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Движение планеты по эллиптической орбите описывается, в идеальном случае, уравнениями Кеплера. В рамках нашей модели мы будем считать, что вся масса планеты сосредоточена в одной точке и что ее масса пренебрежимо мала по сравнению с массой родительской звезды. К сожалению, уравнения, определяющие положение, скорость и ускорение планеты, не могут быть записаны явным образом как функции от времени. Чтобы получить нужные нам параметры в каждый момент времени, мы итерационным методом решаем уравнение Кеплера:

$$E - e \sin E = M,$$

где E – эксцентрисическая аномалия, параметр, значение которого мы ищем, e – эксцентриситет орбиты, а $M = t/P_{\text{orb}} + 0.5$ – средняя аномалия, равная времени t , выраженном в орбитальных периодах системы $P_{\text{orb}} = 2\pi/\sqrt{GM_*/A^3}$, G – гравитационная постоянная, M_* – масса звезды, A – большая полуось орбиты системы. Смещение 0.5 добавляется к средней аномалии, чтобы момент времени $t = 0$ соответствовал прохождению планеты точки апоастро. После того, как вычислена величина E , остальные параметры могут быть найдены аналитически. Расстояние между центрами масс звезды и планеты r :

$$r = A(1 - e \cos E),$$

угол (равный 0 при $t = 0$) между большой полуосью и линией, соединяющей центры масс звезды и планеты:

$$\theta = \pi + 2 \operatorname{atan} \left(\sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan \left(\frac{E}{2} \right) \right),$$

мгновенная угловая скорость планеты:

$$\Omega = -\frac{\dot{E}\sqrt{1-e^2}}{2e \cos^2 \left(\frac{E}{2} \right) - 1 - e},$$

где

$$\dot{E} = \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}(1 - e \cos(E))},$$

мгновенная радиальная скорость планеты:

$$\dot{r} = -\frac{2\pi Ae \sin(\theta)}{P_{\text{orb}}\sqrt{1-e^2}},$$

мгновенное радиальное ускорение планеты:

$$\ddot{r} = -\frac{2\pi A \Omega e \cos(\theta)}{P_{\text{orb}}\sqrt{1-e^2}},$$

и мгновенное угловое ускорение планеты:

$$\dot{\Omega} = \frac{\Omega e^2 E^2 \sin(2E)}{4\pi^2 P_{\text{orb}}^2}.$$

Зная эти параметры, мы можем перейти в систему координат, в центре которой будет находиться планета, а сама система координат будет поворачиваться таким образом, чтобы звезда всегда находилась слева от планеты, имея декартовы координаты $(-r, 0, 0)$. Такая система координат будет неинерциальной, так как сама планета движется с ускорением, более того, система координат будет вращаться с переменной угловой скоростью, чтобы поддерживать постоянным направление на звезду. В предельном случае, когда $e = 0$, эта система координат переходит в классическую, где определяется потенциал Роша.

В выбранной нами системе координат возникают дополнительные ускорения, связанные с силами инерции (см. Приложение):

$$\mathbf{a}_i = \Omega^2 \mathbf{r} - \dot{\mathbf{r}} + [\dot{\Omega} \times \mathbf{r}] + 2[\dot{\mathbf{r}} \times \Omega],$$

где первый член отвечает за центробежное ускорение, аналогично случаю кругового движения с мгновенной угловой скоростью Ω , второй член соответствует радиальному ускорению системы отсчета, третий член связан с угловым ускорением системы отсчета, а четвертый является аналогом силы Кориолиса, связанной с радиальным ускорением системы отсчета. В приводимых в этой статье расчетах четвертый член не учитывался, однако, это не повлияло существенно на результат, так как его вклад в общую сумму сил составляет менее процента. Также в системе присутствует ускорение, связанное с классической силой Кориолиса:

$$\mathbf{a}_c = -2[\Omega \times \mathbf{v}],$$

где \mathbf{v} – скорость частицы.

Используемый в данной работе численный код является модификацией трехмерного кода, описанного в работе [8]. В коде решается стандартная система уравнений идеальной газовой динамики:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0, \\ \rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] &= -\nabla P + \rho \mathbf{f}, \\ \rho \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon \right] + P \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0. \end{aligned}$$

Здесь ρ — плотность, \mathbf{v} — скорость, \mathbf{f} — удельная внешняя сила, являющаяся суммой \mathbf{a}_i , \mathbf{a}_c а также силы гравитационного притяжения звезды и планеты, ϵ — удельная внутренняя энергия. Вещество может рассматриваться как идеальный газ, поэтому систему уравнений можно замкнуть с помощью уравнения состояния:

$$P = (\gamma - 1)\rho\epsilon,$$

где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты.

Вычисления проводятся на декартовой сетке с разрешением $472 \times 472 \times 250$ ячеек, сгущающейся к центру планеты. Общий размер сетки составлял $(42 \times 42 \times 10)R_{pl}$ по осям x , y и z соответственно. В процессе расчета ось x всегда соединяет центры масс планеты и звезды, ось z направлена перпендикулярно экваториальной плоскости системы и коллинеарна вектору угловой скорости системы Ω , а ось y дополняет тройку векторов (x, y, z) до правой.

В ячейках, находящихся на границах сетки, искусственно поддерживаются условия, соответствующие параметрам звездного ветра в этих точках. Так как сетка в процессе расчета меняет свое положение относительно звезды, значения в граничных ячейках также меняются на каждом шаге вычислений. Плотность ветра зависит от расстояния как $1/r^2$, его радиальная скорость остается постоянной, а тангенциальная скорость в выбранный системе отсчета равна $\Omega \cdot r$, где r — расстояние от центра масс звезды до центра ячейки. Такой подход оправдан, так как для типичных горячих юпитеров скорость набегающего потока всегда будет сверхзвуковой (см., напр., [14]). В центре счетной области, в точке с координатами $(0, 0, 0)$, находится центр масс планеты. В сферическом слое, на расстояниях $(0.56-1.0)R_{pl}$, где R_{pl} — фотометрический радиус моделируемой планеты, искусственно поддерживается распределение, соответствующее равновесной экспоненциальной атмосфере:

$$\rho = \rho_{atm} \exp \left[-\frac{GM_{pl}}{R_{gas}T_{atm}} \left(\frac{1}{R_{pl}} - \frac{1}{r} \right) \right],$$

где ρ — плотность атмосферы на радиусе r , ρ_{atm} — плотность атмосферы на фотометрическом радиусе R_{pl} , R_{gas} и T_{atm} — газовая постоянная и температура атмосферы соответственно. В момент начала счета экспоненциальное распределение, соответствующее равновесной изотермической атмосфере, задавалось до радиуса $3R_{pl}$, вся остальная счетная область была заполнена параметрами, соответствующими звездному ветру.

Ранее, в работе [8], нами было проведено численное моделирование газодинамики оболочки

горячего юпитера с параметрами HD 209458b. Чтобы провести сравнение с ранее полученными результатами, в данной работе параметры планеты были взяты аналогичными HD 209458b, однако с эксцентриситетом орбиты $e = 0.2$. Массы планеты и звезды полагались равными $M_{pl} = 0.69M_{jup}$ и $M_* = 1.1 M_{\odot}$. Большая полуось была задана равной $A = 10.2 R_{\odot}$. Фотометрический радиус планеты R_{pl} был задан равным $1.38R_{jup}$. Концентрация и температура газа на фотометрическом радиусе взяты равными $n = 10^{11}$ и $T = 7500$ К, аналогично модели 3 из работы [8]. Радиальная скорость, температура и концентрация вещества ветра также были взяты аналогично использованным в работе [8]: $v_w = 100$ км/с, $T = 7.3 \times 10^5$ К, $n = 1.4 \times 10^4$.

Вычисления проводились с использованием 324 процессорных ядер, между которыми была распределена вычислительная сетка. Счет проводился до достижения 4.0 орбитальных периодов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Квазистационарное течение установилось начиная, приблизительно, с $t = 2.5P_{orb}$, так что рассмотрим динамику течения на протяжении одного орбитального периода $t = (3.0-4.0)P_{orb}$. На рис. 2 показано распределение плотности в логарифмическом масштабе и вектора скорости в экваториальной плоскости системы в момент прохождения планетой апоастро при $t = 3.0P_{orb}$. На рисунке видна оболочка неправильной формы вокруг планеты, имеющая выступ в направлении звезды (звезда находится слева от планеты, за пределами показанной области). Этот выступ, имеющий протяженность примерно $10R_{pl}$, является остатком выброса, произошедшего на предыдущем орбитальном периоде. Перед ним видны остатки выброса, разрушенного в результате взаимодействия со звездным ветром, сносимые ветром в сторону планеты. В направлении, противоположном направлению на звезду, видно истечение, аналогичное истечению из окрестности точки L_2 , получаемому в решениях с круговой орбитой. Вокруг планеты видна область с радиусом порядка $5R_{pl}$, заполненная сравнительно плотным веществом, где течение сильно турбулизировано.

Для сравнения, на рис. 3 показано решение для аналогичного момента времени ($t = 3.0P_{orb}$), полученное в модели с такими же параметрами, но при нулевом эксцентриситете орбиты планеты. Здесь также имеется область вокруг планеты, заполненная турбулизированным веществом, но несколько меньшего размера, с радиусом $\sim 3R_{pl}$, а

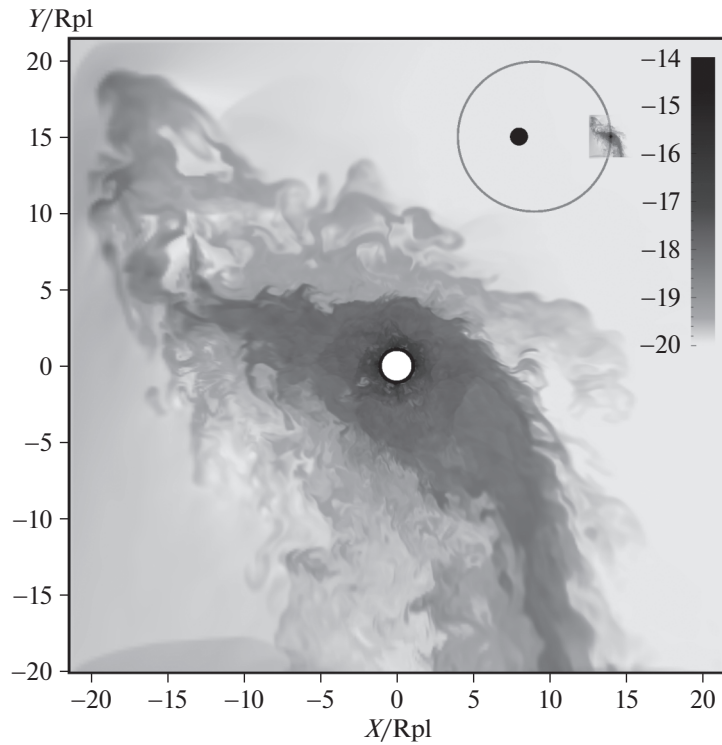


Рис. 2. Распределение плотности в логарифмическом формате и вектора скорости в экваториальной плоскости системы на момент времени $t = 3.0P_{\text{orb}}$. Расстояния указаны в единицах R_{pl} . В правом верхнем углу рисунка показано положение планеты с оболочкой относительно звезды, обозначенной черным кругом (масштабы элементов — орбиты, звезды и оболочки соответствуют реальности).

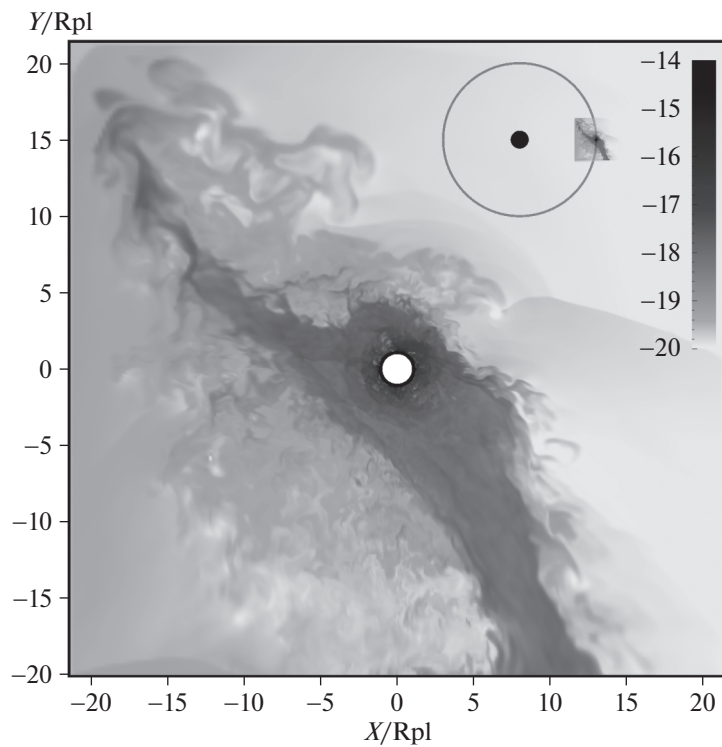


Рис. 3. Решение для круговой орбиты на момент времени $t = 3.0P_{\text{orb}}$. Обозначения аналогичны рис. 2.

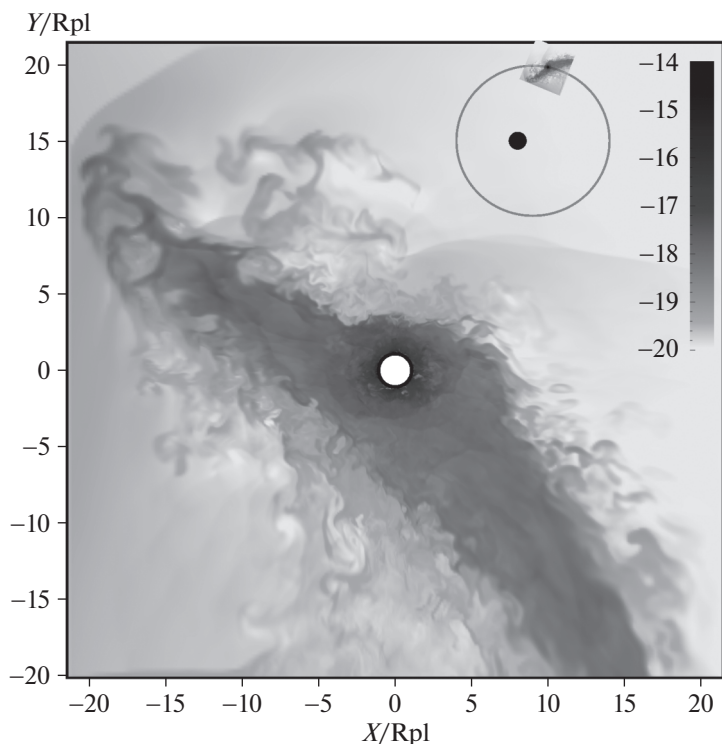


Рис. 4. Аналогично рис. 2 для момента времени $t = 3.25P_{\text{orb}}$.

также существенно более выраженное истечение вещества через окрестность точки L_1 .

На рис. 4 показано решение для момента времени $t = 3.25P_{\text{orb}}$. Планета находится на половине пути к периастру, и в окрестности точки L_1 начинается новое истечение, длина которого уже достигает $\sim 25R_{\text{pl}}$. Перед истечением видна отошедшая ударная волна. Само истечение существенно шире и плотнее, чем в случае круговой орбиты (см. рис. 3), оно также является неоднородным, в нем видны сгустки более плотного вещества. Истечение из окрестности точки L_2 также существенно более интенсивное, чем в апоастре, и более интенсивное, чем в случае круговой орбиты.

На рис. 5 показано решение для момента времени $t = 3.5P_{\text{orb}}$. Истечение из окрестности L_1 уже достигло края счетной области, вытеснив отошедшую ударную волну. Как видим, в этом решении вещество не может быть остановлено динамическим давлением звездного ветра, как это происходило в случае круговой орбиты, и вещество атмосферы покидает планету, формируя тороидальную оболочку вокруг звезды. Истечения из окрестностей точек L_1 и L_2 более плотные и узкие, чем в момент времени $t = 3.25P_{\text{orb}}$. Также уменьшилась область вокруг планеты, заполненная плотным веществом. Перед планетой отчетливо видна отошедшая ударная волна, которая до

этого была менее выражена, так как планета находилась за отошедшей ударной волной от струи, а также плотность звездного ветра в окрестности планеты была меньше.

На рис. 6 показано решение для момента времени $t = 3.75P_{\text{orb}}$. Планета находится на пути к апоастру, и истечение из точки L_1 начинает разрушаться. При этом в окрестности L_1 остается выступ, который имеет примерно такую же протяженность, как в момент времени $t = 3.0P_{\text{orb}}$ — порядка $10R_{\text{pl}}$. Истечение из окрестности L_2 в этот момент как бы “отстает” от планеты, в выбранной системе координат его положение меняется, в нем появляются разрывы. Перед планетой еще видна отошедшая ударная волна.

На рис. 7 показано решение для момента времени $t = 4.0P_{\text{orb}}$. В целом течение в этот момент аналогично тому, что было показано на рис. 2, что говорит о том, что решение близко к квазистационарному. Анимация для данного решения доступна по ссылке: <https://bit.ly/3PRmIIq>.

На рис. 8 показана зависимость темпа потери массы планетой (поток через сферу с радиусом $3R_{\text{pl}}$ вокруг центра планеты) от времени для периода $(2.5-3)P_{\text{orb}}$ от начала счета для решений с эллиптической и круговой орбитами. Как видно из рисунка, в целом поток практически не отличается для этих двух решений. Выбранный радиус на-

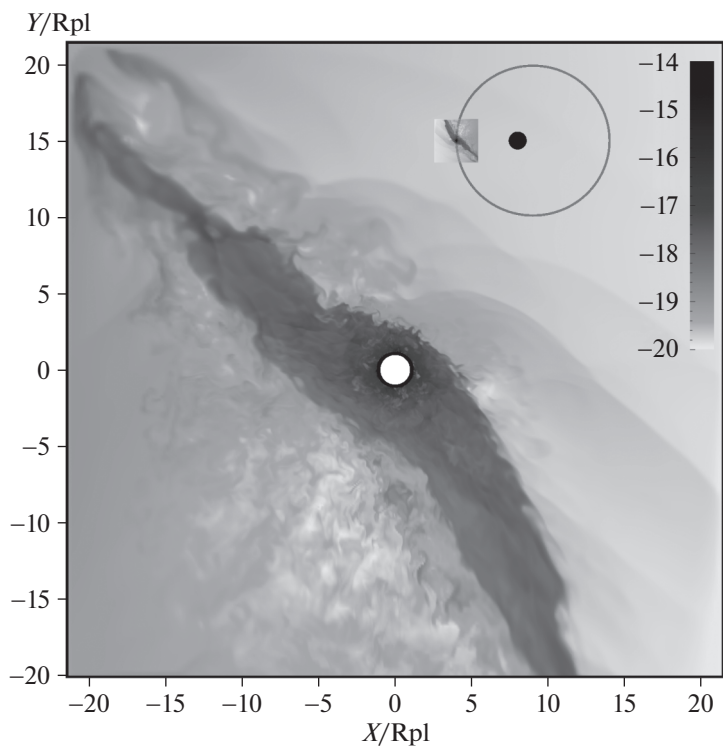


Рис. 5. Аналогично рис. 2 для момента времени $t = 3.5 P_{orb}$.

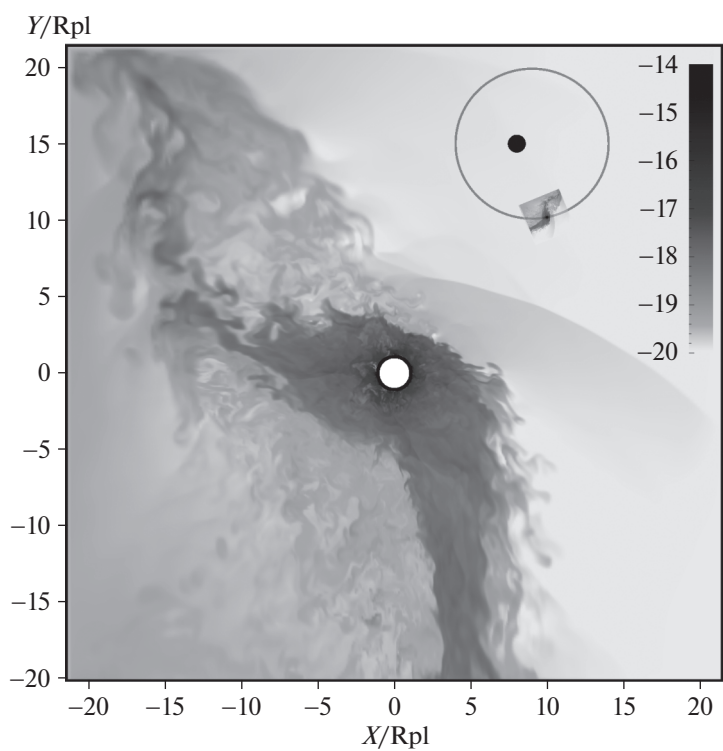


Рис. 6. Аналогично рис. 2 для момента времени $t = 3.75 P_{orb}$.

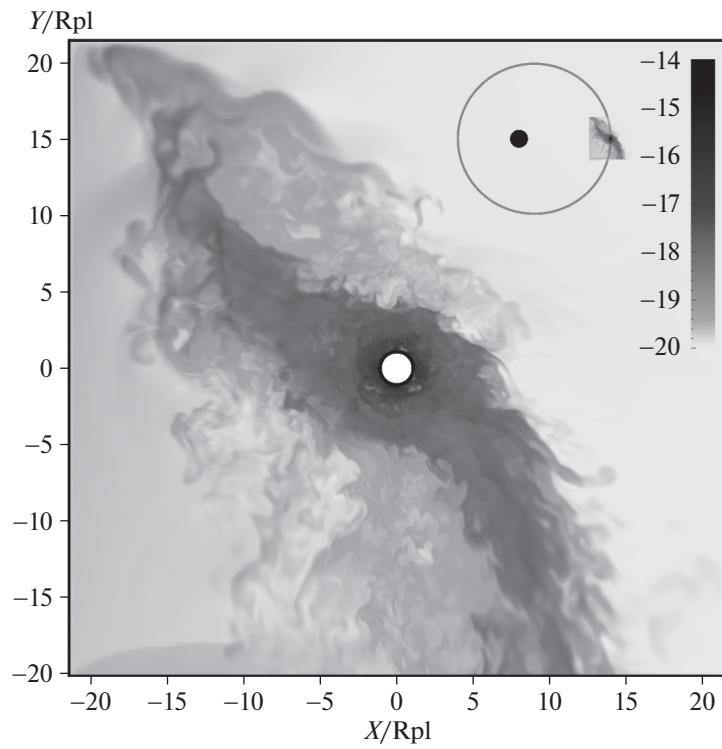


Рис. 7. Аналогично рис. 2 для момента времени $t = 4.0 P_{\text{orb}}$.

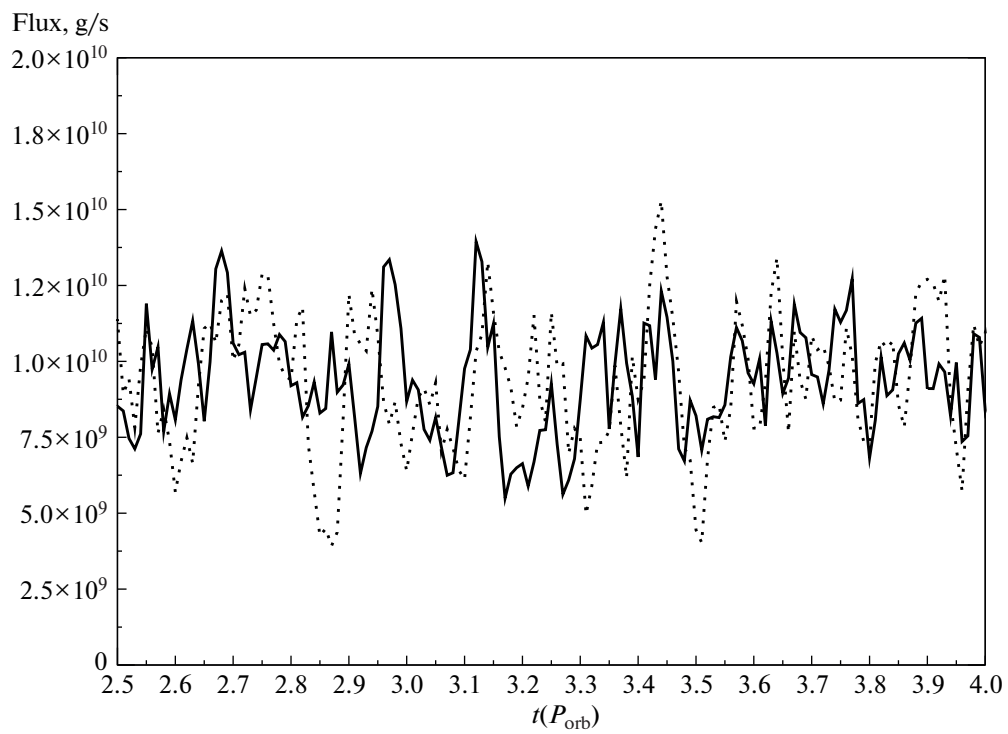


Рис. 8. Темп потери массы планетой (поток через сферу с радиусом $3R_{\text{pl}}$ вокруг центра масс планеты) в зависимости от времени. Сплошной линией показан поток для решения с эллиптической орбитой, пунктирной линией — для круговой орбиты.

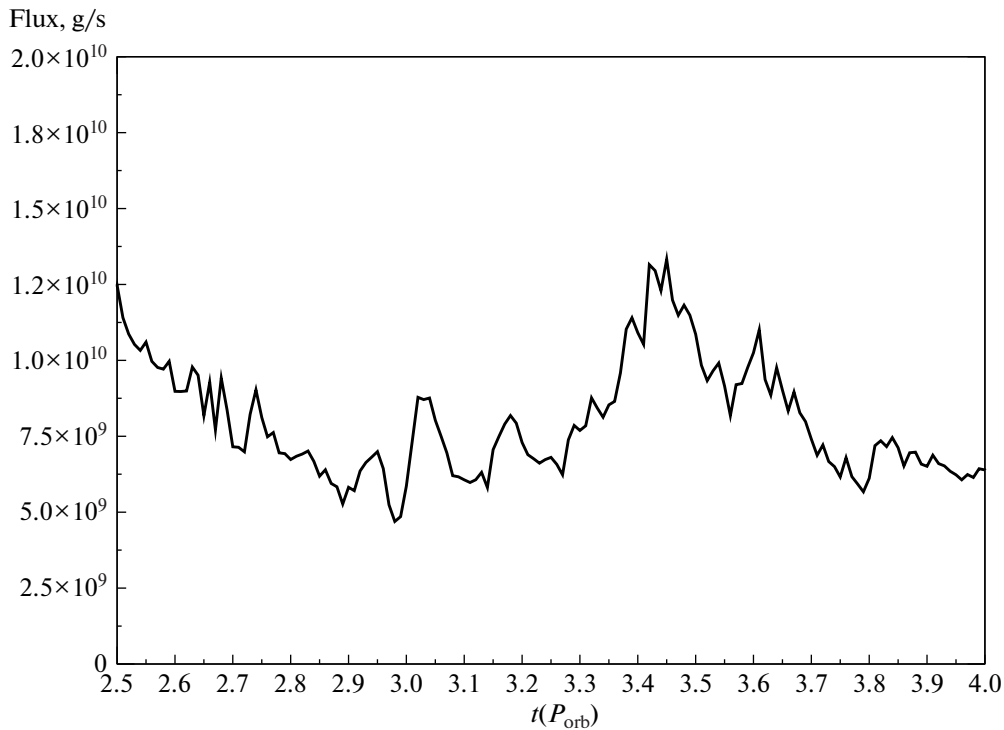


Рис. 9. Поток через сферу с радиусом $7R_{pl}$ (часть сферы, помещающаяся в счетную область) вокруг центра масс планеты в зависимости от времени для решения с эллиптической орбитой.

ходится за пределами полости Роша планеты, а также его эквивалента для эллиптической орбиты. Тем не менее, как показывают результаты расчета, в этой области в обоих случаях наблюдается более-менее стационарное облако газа, течение в котором в большей степени определяется газодинамическими процессами, а не гравитацией. Средний темп потери массы в обоих случаях составляет $\sim 10^{10}$ г/с.

На рис. 9 показан аналогичный поток массы через сферу с радиусом $7R_{pl}$. К сожалению, счетная область ограничена $\pm 5R_{pl}$ по оси z , что не позволяет определить поток точно, однако, показанная величина дает хорошее представление о влиянии эксцентриситета орбиты на интенсивность выбросов вещества. Как и предполагалось, наибольшая потеря массы ($\sim 1.2 \times 10^{10}$ г/с) наблюдается вблизи периастра, а наименьший ($\sim 7.5 \times 10^9$ г/с — в апоастре, т.е. меняется приблизительно в 1.5 раза в течение орбитального периода. При этом, как показывает анализ решения, темп потери массы через окрестности L_1 и L_2 примерно одинаков.

4. ВЫВОДЫ

Нами была разработана трехмерная численная модель, позволяющая проводить газодинамиче-

ское моделирование течения в окрестности горячих юпитеров с эллиптическими орбитами. Как правило, подобное моделирование проводится в лабораторной системе координат, где компоненты двойной системы движутся по сетке (см., напр., работы [15–17]). Однако при моделировании оболочек горячих юпитеров такой подход не позволяет добиться нужной точности при разумных вычислительных затратах, так как счетная область должна включать в себя, как минимум, всю орбиту планеты; кроме того, при этом невозможно обеспечить сгущение сетки вблизи планеты, так как планета движется. Нами был выбран более сложный подход — численное моделирование в неинерциальной системе координат, в которой планета является неподвижной, а ось x всегда совпадает с линией, соединяющей центры масс звезды и планеты. Это потребовало учета дополнительных сил, связанных с неинерциальностью системы координат — сил инерции и силы Кориолиса, переменных во времени. Плюсами такого подхода являются более высокая точность задания граничных условий для атмосферы планеты, так как ее центр не перемещается по сетке, возможность использования неоднородных сеток, сгущающихся к центру планеты, а также возможность использования сравнительно небольшой сетки, охватывающей только интересующую нас область вблизи горячего юпитера.

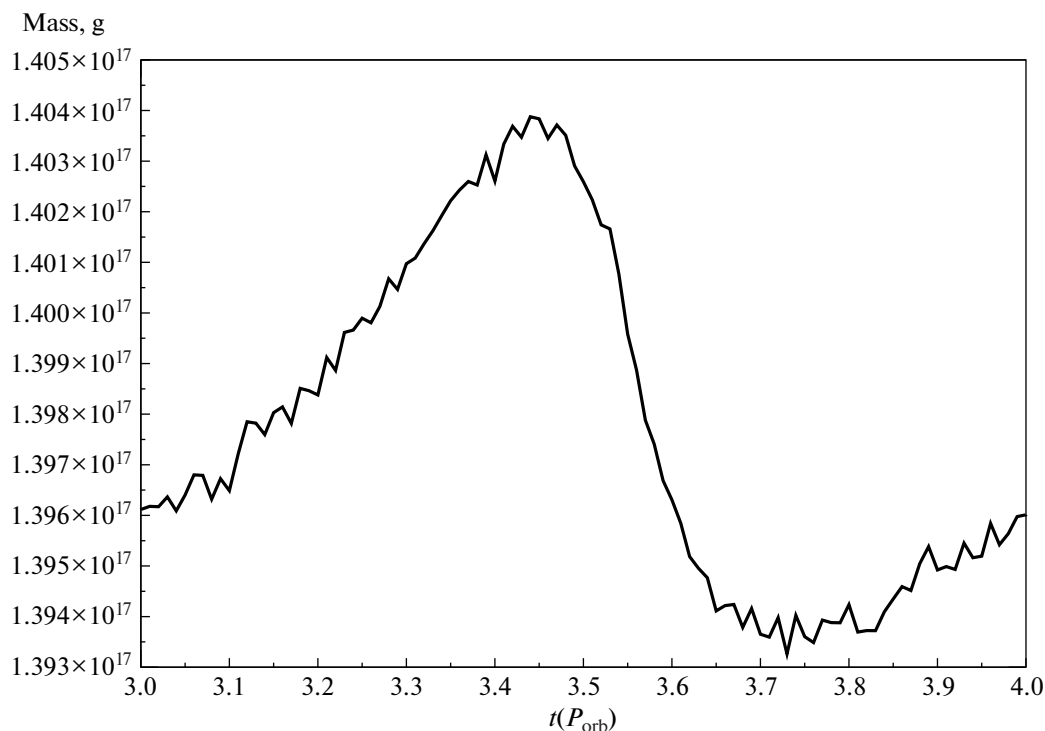


Рис. 10. Масса атмосферы внутри радиуса $4R_{pl}$ в зависимости от времени для решения с эллиптической орбитой. Учитывается масса только выше фотометрического радиуса.

При помощи разработанной модели был проведен расчет, для которого были взяты параметры, ранее использовавшиеся нами для моделирования оболочки планеты HD 209458b в работе [8], модель с температурой атмосферы 7500 К. Для тестового расчета был задан эксцентриситет орбиты $e = 0.2$. Полученная картина течения существенно отличается от результатов моделирования с нулевым эксцентриситетом орбиты. Прежде всего, что ожидаемо, течение становится нестационарным, демонстрируя выбросы вещества при прохождении точки периастра. В модели с круговой орбитой атмосфера являлась квазизамкнутой, истечение из окрестности точки L_1 останавливалось за пределами полости Роша планеты за счет динамического давления звездного ветра, в то время как в случае эллиптической орбиты истечения периодически преодолевали давление ветра и оболочка становилась открытой.

Интересным результатом численного моделирования оказалось то, что темп потери массы планетой в случае эллиптической орбиты оказался приблизительно равным темпу потери массы для круговой орбиты. Это можно объяснить тем, что планета, находясь достаточно глубоко внутри полости Роша (или ее аналога в случае эллиптической орбиты), подвержена приливному воздействию в меньшей степени, чем газодинамическим эффектам, и темп потери массы атмосферой

определяется турбулентной вязкостью. При этом, как показали расчеты, вокруг планеты образуется облако газа существенно большего размера, чем ее полость Роша, оно имеет радиус $\sim(3-4)R_{pl}$. Это облако не является полностью стационарным, но сохраняется на протяжении всего орбитального периода. При движении к апоастрому вещество накапливается в этом облаке, а при движении к периастрому оно теряет вещество. На рис. 10 показано изменение массы газа в сферическом слое между $1R_{pl}$ и $4R_{pl}$ на протяжении одного орбитального периода. Как видно из графика, вещество накапливается в этой области на протяжении большей части орбитального периода (с фазы ~ 0.7 до фазы ~ 0.5 следующего орбитального периода), после чего, довольно быстро (на фазах $\sim 0.5-0.7$) все накопленное вещество сбрасывается. Сбрасывается сравнительно небольшая доля массы (менее одного процента от всей массы слоя), однако при этом поток в выбросах через окрестности точек L_1 и L_2 меняется приблизительно в 1.5 раза между максимумом в периастре и минимумом в апоастре. Такой резкий сброс связан, вероятно, с нарушением равновесия в оболочке при прохождении периастра.

В целом, по результатам моделирования, следует отметить, что эллиптичность орбиты существенным образом влияет на картину течения в

оболочке горячего юпитера. При заданных в работе параметрах наблюдается периодическое переключение режима течения между открытой и квазизамкнутой типами оболочки. Это влечет существенное изменение формы и размера оболочки в разных фазах, что может повлиять на наблюдательные проявления планеты.

Приложение

Для получения уравнений, описывающих дополнительные силы в неинерциальной системе отсчета, движущейся вместе с планетой по эллиптической орбите, запишем сначала эти силы в системе отсчета неподвижного наблюдателя. Для простоты рассмотрим только двумерные координаты в плоскости, совпадающей с плоскостью орбиты, а центр масс звезды поместим в начало координат. В полярной системе координат центр масс планеты будет определяться позиционным углом

$$\phi = \phi_0 + \Omega t + \frac{\dot{\Omega}^2 t^2}{2}$$

и радиусом

$$r = r_0 + \dot{r}t + \frac{\ddot{r}t^2}{2},$$

где ϕ_0 и r_0 — некие начальные значения позиционного угла и радиуса, соответствующие положению планеты в момент времени $t = 0$, а Ω и \dot{r} — угловая и радиальная скорости планеты, $\dot{\Omega}$ и \ddot{r} — ее соответствующие ускорения в тот же момент времени.

Локальная декартовая система координат, связанная с планетой, задается двумя единичными векторами, первый из которых (ось x') коллинеарен радиусу-вектору \mathbf{r} , а второй (ось y') перпендикулярен ему и сонаправлен вектору скорости орбитального движения планеты:

$$\begin{aligned} \mathbf{x}' &= (\cos(\phi), \sin(\phi)), \\ \mathbf{y}' &= (-\sin(\phi), \cos(\phi)). \end{aligned}$$

Пусть частица в этой системе координат имеет вектор скорости $\mathbf{v} = (v_x, v_y)$, тогда в лабораторной системе координат (вблизи момента $t = 0$) ее движение будет описываться уравнениями:

$$\begin{aligned} x &= r \cos(\phi) + v_x t \cos(\phi) - v_y t \sin(\phi), \\ y &= r \sin(\phi) + v_x t \sin(\phi) + v_y t \cos(\phi). \end{aligned}$$

Продифференцировав дважды эти уравнения по t и приняв $t = 0$, получим мгновенные ускорения в лабораторной системе координат:

$$\begin{aligned} a_x &= \cos(\phi_0) (\ddot{r} - r_0 \dot{\Omega}^2 - 2v_y \dot{\Omega}) - \\ &\quad - \sin(\phi_0) (2\dot{r} \dot{\Omega} + r_0 \ddot{\Omega} + 2v_x \dot{\Omega}), \\ a_y &= \sin(\phi_0) (\ddot{r} - r_0 \dot{\Omega}^2 - 2v_y \dot{\Omega}) + \\ &\quad + \cos(\phi_0) (2\dot{r} \dot{\Omega} + r_0 \ddot{\Omega} + 2v_x \dot{\Omega}). \end{aligned}$$

Перейдя в локальную систему координат, получим:

$$\begin{aligned} a_{x'} &= a_x \cos(\phi) + a_y \sin(\phi) = \ddot{r} - r_0 \dot{\Omega}^2 - 2v_y \dot{\Omega}, \\ a_{y'} &= -a_x \sin(\phi) + a_y \cos(\phi) = 2\dot{r} \dot{\Omega} - r_0 \ddot{\Omega} + 2v_x \dot{\Omega}. \end{aligned}$$

Здесь третий член в обоих уравнениях соответствует силе Кориолиса, первый член в уравнении для $a_{x'}$ — радиальное ускорение системы координат, второй член в $a_{x'}$ — центробежная сила. Угловое ускорение системы координат присутствует во втором члене уравнения для $a_{y'}$. Первый член в уравнении для $a_{y'}$ — некий аналог силы Кориолиса, связанный с радиальным ускорением вращающейся системы координат. При характерных для горячих юпитеров параметрах орбит основной вклад (~97%) вносит центробежная сила, если не учитывать силу Кориолиса.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Авторы выражают благодарность за поддержку Министерству науки и высшего образования Российской Федерации, проект 075-15-2020-780 (вн. № 13.1902.21.0039) по теме: Теоретические и экспериментальные исследования формирования и эволюции внесолнечных планетных систем и характеристик экзопланет.

БЛАГОДАРНОСТИ

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/>, а также вычислительных средств МСЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J. M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hebrard, and M. Mayor*, Nature **422**, 143 (2003).
2. *L. Ben-Jaffel*, Astrophys. J. Letters **671**, L61 (2007).
3. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hebrard, and M. Mayor*, Astrophys. J. Letters **676**, L57 (2008).

4. *L. Fossati, S. Bagnulo, A. Elmasli, C. A. Haswell, et al.*, *Astrophys. J.* **720**, 872 (2010).
5. *L. Fossati, C. A. Haswell, C. S. Froning, L. Hebb, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **714**, L222 (2010).
6. *D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, and A. S. Arakcheev*, *Living Together: Planets, Host Stars and Binaries*, edited by *S. M. Rucinski, G. Torres, and M. Zejda*, *ASP Conf. Ser.* **496**, 337 (2015).
7. *D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V. Shematovich, H. Lammer, and L. Fossati*, *Astrophys. J.* **764**, id. 19 (2013).
8. *Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Д. Э. Ионов, В. И. Шематович*, *Астрон. журн.* **90**, 779 (2013).
9. *Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Н. И. Константинова*, *Астрон. журн.* **92**, 705 (2015).
10. *А. А. Черенков, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов*, *Астрон. журн.* **91**, 775 (2014).
11. *А. С. Аракчеев, А. Г. Жилкин, П. В. Кайгородов*, *Астрон. журн.* **94**, 927 (2017).
12. *Д. В. Бисикало, А. С. Аракчеев, П. В. Кайгородов*, *Астрон. журн.* **94**, 920 (2017).
13. *А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало*, *Астрон. журн.* **96**, 547 (2019).
14. *D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich*, *Types of Hot Jupiter Atmospheres. Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments*, edited by *H. Lammer and M. Khodachenko*, *Astrophys. Space Sci. Library* **411**, 81 (2015).
15. *А. Ю. Сытов, П. В. Кайгородов, А. М. Фатеева, Д. В. Бисикало*, *Астрон. журн.* **88**, 862 (2011).
16. *D. V. Bisikalo, A. Y. Sytov, A. M. Fateeva, and P. V. Kaygorodov*, *Numerical Modeling of Space Plasma Slows (ASTRONUM 2011)*, edited by *N. V. Pogorelov, J. A. Font, E. Audit, and G. P. Zank*, *ASP Conf. Ser.* **459**, 55 (2012).
17. *A. I. Gómez de Castro, J. López-Santiago, A. Talavera, A. Yu. Sytov, and D. V. Bisikalo*, *Astrophys. J.* **766**, id. 62 (2013).