

УДК 524.3-17

ВОЗМОЖНЫЙ НОВЫЙ ТИП ОБОЛОЧЕК ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ

© 2020 г. А. Г. Жилкин^{1, *}, Д. В. Бисикало¹

¹ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: zhilkin@inasan.ru

Поступила в редакцию 03.03.2020 г.

После доработки 13.03.2020 г.

Принята к публикации 30.03.2020 г.

В работе с помощью трехмерного численного моделирования исследована структура течения в окрестности горячего юпитера в случае суб-альфвеновского режима обтекания планеты звездным ветром. В качестве примера рассмотрен горячий юпитер HD 209458b. Величина магнитного момента планеты задавалась равной 0.1 от магнитного момента Юпитера. Среднее магнитное поле на поверхности родительской звезды было принято равным 0.5 Гс, что соответствует относительно сильному полю ветра. Наши расчеты показали, что в таких условиях вокруг горячего юпитера формируется квазизамкнутая ионосферная (газовая) оболочка с наведенной безударной магнитосферой. Под влиянием сильного магнитного поля звездного ветра вещество оболочки, истекающее из внутренней точки Лагранжа, движется не вдоль баллистической траектории, а вдоль силовых линий магнитного поля ветра в направлении к звезде. Поэтому можно сказать, что в суб-альфвеновском режиме обтекания обнаруживается новый тип ионосферных оболочек горячих юпитеров, дополняющий классификацию, предложенную ранее на основе результатов чисто газодинамического моделирования. Обсуждаются возможные особенности наблюдательных проявлений таких оболочек.

DOI: 10.31857/S0004629920080095

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование структуры газовых оболочек горячих экзопланет-гигантов является одной из наиболее актуальных проблем современной астрофизики. Прежде всего это относится к горячим юпитерам, которые представляют собой экзопланеты с массой порядка массы Юпитера, расположенные в непосредственной близости от родительской звезды [1]. Открытие первого горячего юпитера состоялось в 1995 г. [2]. Вследствие близкого расположения к родительской звезде и относительно больших размеров газовые оболочки горячих юпитеров могут переполнять свои полости Роша. В результате могут формироваться интенсивные истечения газа как на ночной стороне (окрестность точки Лагранжа L_2), так и на дневной стороне (окрестность внутренней точки Лагранжа L_1) планеты [3, 4]. На наличие таких истечений косвенно указывает избыточное поглощение излучения в ближнем ультрафиолетовом диапазоне, наблюдаемое у некоторых горячих юпитеров во время их прохождения по диску родительской звезды [5–11]. Эти выводы подтверждаются непосредственными численными расчетами в рамках одномерных астрономических моделей [1, 12–15].

В работах [16–21] для исследования структуры газовых оболочек горячих юпитеров использова-

лось трехмерное численное моделирование. Как показали эти расчеты, в зависимости от параметров модели в процессе взаимодействия звездного ветра с расширяющейся оболочкой горячего юпитера могут формироваться структуры трех основных типов [16]. Если атмосфера планеты полностью располагается внутри ее полости Роша, то формируется *замкнутая оболочка*. Если поток вещества из внутренней точки Лагранжа L_1 останавливается динамическим давлением звездного ветра, то формируется *квазизамкнутая оболочка*. Наконец, если динамического давления звездного ветра оказывается недостаточно для остановки истечения из точки Лагранжа L_1 , формируется *открытая оболочка*. В работе [16] получено, что тип формирующейся оболочки в существенной мере определяет темп потери массы горячего юпитера. В случае замкнутых и квазизамкнутых оболочек скорость потери массы горячих юпитеров оказывается значительно меньшей, чем в случае открытой оболочки. Однако следует отметить, что существуют и другие точки зрения на этот вопрос. Так, в работах [22–26] заметной зависимости скорости потери массы планетой от силы звездного ветра не обнаружено, в то время как тип оболочки менялся от открытого типа до закрытого.

Учет собственного магнитного поля планеты не приводит к каким-либо существенным изменениям классификации газовых оболочек, предложенной на основе численного моделирования в рамках чисто газодинамического приближения. Это обусловлено тем, что собственное магнитное поле горячих юпитеров является достаточно слабым. В самом деле, наблюдательные [27–30] и теоретические [31] оценки показывают, что характерное значение магнитного момента горячих юпитеров составляет величину $(0.1–0.2)\mu_{\text{Юп}}$, где $\mu_{\text{Юп}} = 1.53 \times 10^{30}$ Гс см³ – магнитный момент Юпитера. Это объясняется тем, что из-за сильных приливных возмущений от родительской звезды собственное вращение типичного горячего юпитера переходит в состояние синхронного с его орбитальным движением вращения в течение нескольких миллионов лет [32]. В результате такой синхронизации процесс динамо-генерации магнитного поля в недрах планеты становится неэффективным. В действительности вопрос о величине магнитного поля остается открытым, поскольку магнитное поле горячих юпитеров может генерироваться не только в недрах, но и в верхних слоях атмосферы. Дело в том, что за счет процессов тепловой ионизации и жесткого излучения родительской звезды верхняя атмосфера горячих юпитеров состоит из почти полностью ионизованного газа [20]. Поэтому ее можно назвать ионосферной оболочкой. Расчеты показывают [33–36], что в ионосферной оболочке горячего юпитера формируется сложная картина распределения крупномасштабных (зональных) ветров, в которой магнитные поля играют важную роль. Наконец, из-за близкого расположения к родительской звезде горячие юпитеры могут обладать довольно сильным собственным магнитным полем, наведенным магнитным полем звездного ветра. Как показывают расчеты, представленные в работе [37], соответствующий магнитный момент такого поля может составлять от 10 до 20% магнитного момента Юпитера, что во много раз превышает величину дипольного момента наведенного магнитного поля Венеры и Марса. Фактически это означает, что вопрос о величине и конфигурации магнитного поля в горячих юпитерах остается открытым. Однако в дальнейших рассуждениях мы будем предполагать, что поле горячего юпитера является дипольным, и соответствующий магнитный момент не превышает 0.1 от магнитного момента Юпитера.

Магнитное поле учитывалось в одномерных [38–40], двумерных [41] и трехмерных [39, 42, 43] численных аэрономических моделях атмосфер горячих юпитеров. Однако авторы этих работ рассматривали только непосредственную окрестность планеты, а оценки темпов потери массы выполняли без учета наличия протяженных обо-

лочек. Трехмерное численное моделирование в широкой пространственной области проводилось лишь в работе [43], в которой было получено МГД решение для экзопланет с открытыми и квазизамкнутыми оболочками. В работах [44, 45] мы проводили численное моделирование структуры течения в окрестности горячего юпитера WASP 12b с учетом влияния собственного дипольного магнитного поля планеты. Было показано, что даже относительно слабое магнитное поле планеты может заметно ослабить темп потери массы по сравнению с чисто газодинамическим случаем. Было также обнаружено, что магнитное поле может вызывать пульсации потока вещества во внешних частях ионосферной оболочки горячего юпитера [45]. Пульсации, вызванные течением планетарной плазмы в магнитном поле планеты, были обнаружены в работе [41], где они были связаны с накоплением магнитного потока и его пересоединением.

В нашей недавней работе [46] было проанализировано влияние магнитного поля звездного ветра на процесс его обтекания атмосферы горячего юпитера. Было показано, что в случае горячих юпитеров этот эффект может оказаться чрезвычайно важным. Это обусловлено тем, что почти все горячие юпитеры располагаются в субальфвеновской зоне звездного ветра родительской звезды, где скорость ветра меньше альфвеновской скорости. С учетом орбитального движения планеты скорость обтекания оказывается близкой к альфвеновской скорости. Поэтому может реализоваться как сверх-альфвеновский, так и суб-альфвеновский режимы обтекания. Отметим, что в сверх-альфвеновском режиме магнитосфера горячего юпитера будет содержать все основные элементы (ударная волна, магнитопауза, магнитосферный хвост и другие), присутствующие в магнитосферах планет Солнечной системы [47, 48]. В случае суб-альфвеновского режима обтекания головная ударная волна в структуре магнитосферы будет отсутствовать [49]. Интересно отметить, что прохождение корональных выбросов массы вблизи горячего юпитера [18–21, 50] может приводить к переключению между суб-альфвеновским и сверх-альфвеновским режимами обтекания. При этом может происходить как исчезновение, так и появление ударной волны вокруг горячего юпитера [51].

Трехмерное численное моделирование структуры протяженной ионосферной оболочки горячего юпитера в случае сверх-альфвеновского режима обтекания звездным ветром проведено в нашей работе [52]. Величина магнитного момента планеты задавалась равной 0.1 от магнитного момента Юпитера. Расчеты показали, в этом случае типы газовых (ионосферных) оболочек оказываются такими же, как в газодинамике. В частности, при определенных условиях вокруг горячего

юпитера формируется квазизамкнутая газовая (ионосферная) оболочка с наведенной ударной магнитосферой, детальная структура которой определяется наклоном магнитного диполя. При этом была обнаружена зависимость темпа потери массы от ориентации дипольного магнитного поля планеты. Расчеты показали, что скорость потери массы возрастает с увеличением угла между направлением на звезду и направлением на ближайший к внутренней точке Лагранжа магнитный полюс, что можно объяснить соответствующим ростом электромагнитных сил, препятствующих свободному движению вещества в формирующемся истечении.

В данной работе рассматривается случай, когда реализуется суб-альфвеновский режим обтекания. Как показывают расчеты, в этом режиме обнаруживается новый тип оболочек горячих юпитеров, поскольку под влиянием сильного магнитного поля звездного ветра вещество из внутренней точки Лагранжа движется не вдоль баллистической траектории, а вдоль силовых линий магнитного поля ветра. Очевидно, что наблюдательные проявления таких оболочек должны иметь важные отличия в сравнении с оболочками, формирующимися в сверх-альфвеновском режиме обтекания.

Структура статьи организована следующим образом. В разделе 2 описана использованная нами МГД модель звездного ветра. В разделе 3 описана трехмерная численная модель. В разделе 4 представлены результаты расчетов. В Заключение сформулированы основные выводы работы. В Приложении приведены некоторые детали метода расчета параметров звездного ветра.

2. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА

Для описания структуры (в том числе и магнитного поля) звездного ветра в окрестности горячих юпитеров в нашей численной модели мы будем опираться на хорошо изученные свойства солнечного ветра. Как показывают многочисленные наземные и космические исследования (см., напр., недавний обзор [53]) картина магнитного поля солнечного ветра является довольно сложной. В области короны магнитное поле в основном определяется собственным магнетизмом Солнца и поэтому оно является существенно нерадиальным. На границе короны, которая находится на расстоянии в несколько радиусов Солнца, магнитное поле с большой точностью становится чисто радиальным. За пределами этой области расположена гелиосферная область, магнитное поле в которой в существенной мере определяется свойствами солнечного ветра. В этой области магнитные силовые линии с удалением от центра постепенно закручиваются в виде спирали вследствие вращения Солнца и по-

этому (особенно на больших расстояниях) магнитное поле ветра может быть с хорошей точностью описано с помощью простой модели Паркера [54].

В наших расчетах мы не учитываем возможную секторную структуру магнитного поля ветра, а также наличие в нем гелиосферного токового слоя, сосредоточившись на учете влияния его глобальных параметров. Мы обоснованно предполагаем, что орбита горячего юпитера расположена в гелиосферной области за границей короны. Для описания структуры ветра (в том числе и его магнитного поля \vec{B}) в гелиосферной области в первом приближении можно использовать осесимметричную магнитогидродинамическую модель [55] (см. также монографию [56]). Модель ветра будем рассматривать в инерциальной системе отсчета в сферических координатах (r, θ, φ) , центр которой совпадает с центром Солнца. Можно при этом не учитывать зависимость параметров ветра от угла θ , поскольку нас интересует структура течения только вблизи плоскости орбиты горячего юпитера. Поэтому для простоты будем считать, что все величины зависят только от радиальной координаты r .

Стационарная структура ветра при таких предположениях определяется уравнением непрерывности

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho v_r) = 0, \quad (1)$$

уравнениями движения для радиальной v_r и азимутальной v_φ компонент вектора скорости \vec{v}

$$v_r \frac{dv_r}{dr} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{GM_s}{r^2} - \frac{B_\varphi}{4\pi r} \frac{d}{dr} (r B_\varphi), \quad (2)$$

$$v_r \frac{dv_\varphi}{dr} + \frac{v_r v_\varphi}{r} = \frac{B_r}{4\pi r} \frac{d}{dr} (r B_\varphi), \quad (3)$$

уравнением индукции

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r v_r B_\varphi - r v_\varphi B_r) = 0 \quad (4)$$

и уравнением Максвелла ($\nabla \cdot \vec{B} = 0$)

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 B_r) = 0. \quad (5)$$

Здесь ρ – плотность, P – давление, G – гравитационная постоянная, M_s – масса центральной звезды. Будем считать, что плотность, давление и температура удовлетворяют уравнению состояния для идеального политропного газа,

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma = \frac{2k_B}{m_p} \rho T, \quad (6)$$

где k_B – постоянная Больцмана, m_p – масса протона, γ – показатель политропы. Средний молекулярный вес вещества ветра считается равным 0.5, что соответствует полностью ионизованной водородной плазме, состоящей только из электронов и протонов. Индекс “0” определяет величины, относящиеся к некоторой точке r_0 .

Из уравнения Максвелла (5) получаем

$$B_r = B_s \left(\frac{R_s}{r} \right)^2, \quad (7)$$

где R_s – радиус звезды, B_s – величина поля на поверхности звезды. Из уравнения непрерывности (1) можно получить интеграл движения, соответствующий закону сохранения массы,

$$r^2 \rho v_r = \text{const}. \quad (8)$$

Уравнение (2) позволяет вывести интеграл движения, соответствующий закону сохранения энергии,

$$\frac{v_r^2}{2} + \frac{v_\phi^2}{2} + \frac{c_s^2}{\gamma - 1} - \frac{GM_s}{r} - \frac{B_\phi^2}{4\pi\rho} - \frac{B_r B_\phi v_\phi}{4\pi\rho v_r} = \text{const}, \quad (9)$$

где квадрат скорости звука

$$c_s^2 = \frac{\gamma P}{\rho}. \quad (10)$$

Заметим, что из (7) и (8) следует

$$\frac{B_r}{4\pi\rho v_r} = \text{const}. \quad (11)$$

Это обстоятельство позволяет из уравнений (3) и (4) получить еще два интеграла движения:

$$r v_\phi - \frac{B_r}{4\pi\rho v_r} r B_\phi = L, \quad (12)$$

$$r v_r B_\phi - r v_\phi B_r = F. \quad (13)$$

Значение константы F в последнем интеграле движения (13) может быть найдено из граничных условий на поверхности звезды при $r = R_s$:

$$B_\phi = 0, \quad B_r = B_s, \quad v_\phi = \Omega_s R_s, \quad (14)$$

где Ω_s – угловая скорость собственного вращения звезды. Поэтому

$$F = -\Omega_s R_s^2 B_s = -\Omega_s r^2 B_r. \quad (15)$$

Этот интеграл можно интерпретировать и в том смысле, что в системе отсчета вращающейся звезды вектор скорости \vec{v} идеально проводящей плазмы ветра должен быть коллинеарен вектору индукции магнитного поля \vec{B} .

С учетом этого выражения решения уравнений (12) и (13) можно записать в виде:

$$v_\phi = \frac{\Omega_s r - \lambda^2 L/r}{1 - \lambda^2}, \quad (16)$$

$$B_\phi = \frac{B_r \lambda^2 \Omega_s r - L/r}{1 - \lambda^2}. \quad (17)$$

Здесь через λ обозначено альфвеновское число Маха для радиальных компонент скорости и магнитного поля,

$$\lambda = \frac{\sqrt{4\pi\rho v_r}}{B_r}. \quad (18)$$

Вблизи поверхности звезды радиальная скорость ветра v_r должна быть меньше альфвеновской скорости $u_A = |B_r|/\sqrt{4\pi\rho}$, а параметр $\lambda < 1$. На больших расстояниях радиальная скорость v_r , наоборот, превосходит альфвеновскую скорость u_A ($\lambda > 1$). Это означает, что на некотором расстоянии от центра звезды $r = r_A$ (альфвеновская точка) значение параметра λ оказывается равным 1. Область $r < r_A$ можно назвать *суб-альфвеновской* зоной звездного ветра, а область $r > r_A$, соответственно, *сверх-альфвеновской*.

Азимутальные компоненты скорости v_ϕ и магнитного поля B_ϕ в выражениях (16) и (17) должны оставаться непрерывными в альфвеновской точке $r = r_A$. Поэтому необходимо положить значение константы интегрирования

$$L = \Omega_s r_A^2. \quad (19)$$

В результате находим окончательное решение:

$$v_\phi = \Omega_s r \frac{1 - \lambda^2 r_A^2/r^2}{1 - \lambda^2}, \quad (20)$$

$$B_\phi = \frac{B_r}{v_r} \Omega_s r \lambda^2 \frac{1 - r_A^2/r^2}{1 - \lambda^2}. \quad (21)$$

Эти соотношения с учетом интегралов массы (8) и энергии (9) позволяют алгебраическим образом получить распределения всех магнитогидродинамических величин, описывающих структуру ветра. При этом для выделения однозначного решения необходимо использовать условия непрерывности в трех особых точках, в которых радиальная скорость ветра оказывается равной медленной магнитозвуковой, альфвеновской и быстрой магнитозвуковой скоростям соответственно. Более подробно использованный нами метод расчета структуры ветра описан в Приложении.

Интересно отметить, что решения с ускоряющимся ветром (положительное значение градиента радиальной скорости, $dv_r/dr > 0$) реализуются только в случае показателя политропы

$\gamma < 3/2$. Это говорит о наличии эффективных источников нагрева—охлаждения. Известно, что солнечный ветер на малых расстояниях от Солнца ($r < 15 R_{\odot}$) оказывается почти изотермическим, поскольку эффективный показатель адиабаты $\gamma = 1.1$ [57, 58]. На больших расстояниях, $r > 25 R_{\odot}$, эффективный показатель адиабаты можно оценить величиной $\gamma = 1.46$ [59]. Поскольку орбиты горячих юпитеров расположены на близких расстояниях от родительской звезды, при расчете структуры ветра с хорошей точностью можно использовать модель изотермического ветра. В качестве параметров модели задавались значения величин на расстоянии $r_0 = 10 R_{\odot}$ от звезды, что соответствует орбите типичного горячего юпитера. При этом выбирались значения $n_0 = 1400 \text{ см}^{-3}$ для плотности и $T_0 = 7.3 \times 10^5 \text{ К}$ для температуры [60]. Получающиеся соответствующие распределения использовались в нашей численной модели для описания магнитогидродинамической структуры звездного ветра в окрестности горячего юпитера. В частности, радиальная скорость ветра на расстоянии $r_0 = 10 R_{\odot}$ от звезды оказывалась равной порядка $v_{r,0} = 100 \text{ км/с}$.

Следует отметить, что положение альфвеновской точки в модели ветра может существенно варьироваться. В работе [55] для солнечного ветра было получено значение альфвеновского радиуса $r_A = 24.3 R_{\odot}$. В более поздних работах эта величина оценивалась меньшими значениями (см., напр., [61, 62]). В работе [63] на основе анализа солнечной активности за последние 250 лет был сделан вывод о том, что альфвеновский радиус может варьироваться в довольно широких пределах от $15 R_{\odot}$ до $30 R_{\odot}$. С другой стороны, величина магнитного поля звезд солнечного типа может отличаться от поля Солнца. Средние поля на поверхности таких звезд лежат в диапазоне примерно от 0.1 до нескольких гаусс [64, 65]. Магнитные поля звезд других спектральных классов могут отличаться еще сильнее. Кроме того, азимутальная компонента магнитного поля звездного ветра (21) определяется угловой скоростью собственного вращения звезды, которая, в свою очередь, также зависит от спектрального класса [65]. Эти обстоятельства существенно расширяют набор возможных вариантов параметров моделей.

3. МОДЕЛЬ

Для исследования структуры протяженной ионосферной оболочки горячего юпитера мы использовали численную модель, описанную в наших предыдущих работах [46, 52]. В основе модели лежит приближение идеальной магнитной гидродинамики с явным выделением фонового

магнитного поля [44, 66, 67]. В расщепленной системе уравнений магнитной гидродинамики полное магнитное поле \vec{B} представляется в виде суперпозиции фонового магнитного поля \vec{H} и магнитного поля \vec{b} , индуцированного токами в самой плазме, $\vec{B} = \vec{H} + \vec{b}$. Фоновое поле является потенциальным, $\nabla \times \vec{H} = 0$, поскольку его источники находятся за пределами расчетной области. Свойство потенциальности фонового поля используется для его частичного исключения из уравнений магнитной гидродинамики [68, 69]. В качестве фонового поля \vec{H} в нашей модели используется суперпозиция собственного дипольного магнитного поля планеты и радиального магнитного поля ветра (7). Поскольку в нашей модели предполагается синхронное вращение планеты, когда период собственного вращения горячего юпитера равен его орбитальному периоду, то фоновое магнитное поле является также и стационарным, $\partial \vec{H} / \partial t = 0$. В данной работе мы не учитывали магнитную вязкость. В областях магнитосферы, где происходят процессы перезамыкания силовых линий, в нашей численной модели роль магнитной вязкости выполняет численная вязкость, величина которой определяется расчетной сеткой и разностной схемой. В дальнейшем для более корректного учета этих эффектов мы планируем добавить в нашу численную модель магнитную вязкость бомовского типа.

В качестве объекта исследования мы выбрали планету HD 209458b (Осирис), которая является типичным представителем класса горячих юпитеров [70]. Основные параметры модели были такие же, как и в наших предыдущих работах (см., напр., [16]). Родительская звезда HD 209458 спектрального класса G0 имеет массу $M_s = 1.1 M_{\odot}$ и радиус $R_s = 1.2 R_{\odot}$. Период собственного вращения звезды $P_{\text{rot}} = 14.4^d$, что соответствует угловой скорости $\Omega_s = 5.05 \times 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ или линейной скорости на экваторе $v_{\text{rot}} = 4.2 \text{ км/с}$. Планета имеет массу $M_p = 0.71 M_{\text{jup}}$ и фотометрический радиус $R_p = 1.38 R_{\text{jup}}$, где M_{jup} и R_{jup} — масса и радиус Юпитера. Большая полуось орбиты планеты $A = 10.2 R_{\odot}$, что соответствует периоду обращения вокруг звезды $P_{\text{orb}} = 84.6 \text{ ч}$.

В начальный момент времени в численной модели вокруг планеты задавалась сферически-симметричная изотермическая атмосфера, распределение плотности в которой определялось условием гидростатического равновесия. Толщина атмосферы определялась из условия равновесия по давлению с плазмой звездного ветра. Температура атмосферы задавалась равной $T_{\text{atm}} = 7500 \text{ К}$, а концентрация частиц на фотометрическом ра-

диусе $n_{\text{atm}} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Распределение магнитогидродинамических величин в области звездного ветра задавалось на основе модели, описанной в предыдущем разделе (см. также Приложение). На орбите планеты, расположенной на расстоянии $10.2 R_{\odot}$ от центра звезды, параметры ветра оказываются близкими к соответствующим параметрам, полученным в работе [60] для солнечного ветра: температура $T_w = 7.3 \times 10^5 \text{ К}$, скорость $v_w = 100 \text{ км/с}$, концентрация протонов $n_w = 1400 \text{ см}^{-3}$. Среднее магнитное поле на поверхности родительской звезды задавалось равным $B_s = 0.5 \text{ Гс}$. Это значение практически соответствует среднему магнитному полю на поверхности спокойного Солнца $B_{\odot} = 1 \text{ Гс}$, если сравнивать соответствующие магнитные потоки, $B_{\odot} R_{\odot}^2 \approx B_s R_s^2$. В численной модели мы учитывали также и собственное дипольное магнитное поле планеты. При этом мы предполагали, что значение магнитного момента горячего юпитера HD 209458b составляет 0.1 от магнитного момента Юпитера. Ось магнитного диполя была наклонена на угол 30° по отношению к оси вращения планеты в противоположную от звезды сторону.

Для описанных выше параметров модели расчет соответствующей структуры звездного ветра приводит к следующим результатам. Альфвеновская точка находится на расстоянии $r_A = 27.48 R_{\odot}$ от центра звезды, а медленная магнитозвуковая точка — на расстоянии $r_S = 8.44 R_{\odot}$. Поэтому планета расположена в суб-альфвеновской зоне ветра, но между этими точками. Иными словами, на орбите планеты скорость ветра v_w превышает медленную магнитозвуковую скорость u_S , но меньше альфвеновской скорости u_A . Альфвеновское число Маха на орбите планеты оказывается равным $\lambda = 0.238$. Однако характер обтекания планеты звездным ветром определяется скоростью ветра в системе отсчета, где планета покоится. Эта скорость равна $v = \sqrt{v_w^2 + v_p^2}$, где $v_p = 143 \text{ км/с}$ — орбитальная скорость планеты. Из модели звездного ветра альфвеновская скорость на орбите планеты получается равной $u_A = 420 \text{ км/с}$. Отношение скоростей $v/u_A = 0.417$. Отсюда следует, что при используемых нами параметрах обтекание планеты звездным ветром происходит в суб-альфвеновском режиме.

Вычисления проводились в декартовой системе координат, начало которой располагалось в центре планеты. Ось x проходила через центры звезды и планеты и при этом была направлена от звезды к планете. Ось y была направлена вдоль орбитального вращения планеты, а ось z — вдоль ее оси собственного вращения. Использовалась рас-

четная область $-30 \leq x/R_p \leq 30$, $-30 \leq y/R_p \leq 30$, $-15 \leq z/R_p \leq 15$ с числом ячеек $N = 480 \times 480 \times 240$. Граничные условия задавались такие же, как и в работе [44].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты трехмерного численного моделирования структуры течения в окрестности горячего юпитера при использованных приведенных выше параметрах представлены на рис. 1–5. На всех этих рисунках показаны распределения в орбитальной плоскости планеты десятичного логарифма плотности (градация цвета и изолинии), скорости (стрелки), а также магнитного поля (сплошные жирные линии). Шкала справа определяет уровни десятичного логарифма плотности в единицах начальной плотности ветра на орбите планеты $\rho_w = m_p n_w = 2.34 \times 10^{-21} \text{ г/см}^{-3}$. Координаты x и y выражены в значениях большой полуоси орбиты планеты A . Пунктирной линией показана граница полости Роша. Планета расположена в центре расчетной области и изображена светлой окружностью, радиус которой равен фотометрическому радиусу R_p . Рисунки 1–5 соответствуют различным моментам времени от начала счета.

На рис. 1 показана структура течения на момент времени $t = 0.144 P_{\text{orb}}$, что соответствует начальной стадии формирования магнитосферы и квазизамкнутой ионосферной оболочки. К этому моменту времени уже сформировался турбулентный магнитосферный хвост на ночной стороне планеты. Почти полностью сформировалась магнитопауза. На дневной стороне начинает формироваться истечение вещества оболочки из внутренней точки Лагранжа L_1 . Процесс взаимодействия звездного ветра с ионосферной оболочкой планеты имеет безударный характер. Отошедшая ударная волна не формируется ни вокруг атмосферы планеты, ни вокруг выброшенного из точки L_1 вещества. Согласно классификации, предложенной нами в работе [46], формирующаяся магнитосфера относится к типу наведенных безударных магнитосфер с открытой ионосферной оболочкой.

Отметим наличие флуктуаций волнового характера плотности (а также и других магнитогидродинамических величин) в области ветра. В наших моделях они возникают в случаях суб-альфвеновского режима обтекания. При моделировании структуры течения в сверх-альфвеновском режиме обтекания эти флуктуации не возникают [46, 51, 52]. Их появление можно объяснить следующим образом. Скорости альфвеновских волн, распространяющихся в радиальном направлении в плазме звездного ветра, равны

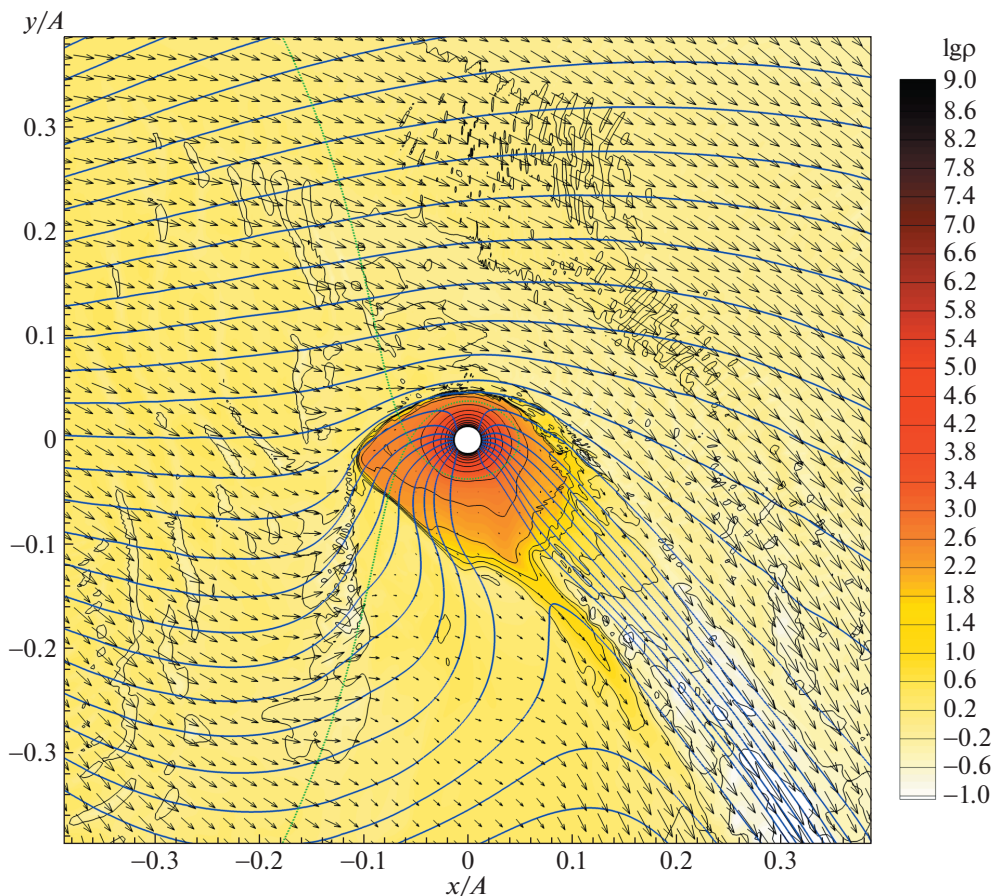


Рис. 1. Распределение десятичного логарифма плотности (градиация цвета и изолинии), скорости (стрелки) и магнитного поля (жирные сплошные линии) в плоскости орбиты горячего юпитера в момент времени $t = 0.144P_{\text{orb}}$ от начала счета. Пунктирной (зеленой) линией показана полость Роша. Светлый круг в центре соответствует фотометрическому радиусу планеты. Цветной вариант рисунка доступен в электронной версии журнала.

$v_r + u_A$ и $v_r - u_A$. В первом случае волны бегут вдоль магнитного поля в прямом направлении, а во втором случае — в обратном направлении. В сверх-альфвеновской зоне звездного ветра $v_r > u_A$ и, следовательно, скорости альфвеновских волн обоих типов оказываются положительными. Поэтому любые флуктуации, возникающие в звездном ветре, будут выноситься движущейся плазмой из расчетной области. В суб-альфвеновской зоне звездного ветра $v_r < u_A$ и, следовательно, $v_r + u_A > 0$, в то время, как $v_r - u_A < 0$. Иными словами, одни альфвеновские волны будут по-прежнему распространяться наружу, а другие, наоборот, внутрь. Учтем также, что в этих процессах могут участвовать и магнитозвуковые волны. Взаимодействие этих волн друг с другом вследствие нелинейных эффектов, по-видимому, и приводит к появлению указанных флуктуаций плотности.

К моменту времени $t = 0.236P_{\text{orb}}$ (см. рис. 2) оболочка ушла от планеты на расстояние ~ 10 ее фотометрических радиусов. При этом магнитное

поле ветра оказывается настолько сильным, что оно препятствует свободному движению плазмы в поперечном к силовым линиям направлении. Вещество оболочки движется преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля звездного ветра. Это означает, что в процессе расширения ионосферной оболочки горячего юпитера электромагнитная сила, обусловленная магнитным полем ветра, сравнима по величине с силой гравитации звезды, центробежной силой и силой Кориолиса. Магнитное поле ветра потоками вещества из ионосферной оболочки планеты частично искажается, но в целом сохраняет свою первоначальную структуру.

На оставшихся рис. 3 ($t = 0.321P_{\text{orb}}$), рис. 4 ($t = 0.415P_{\text{orb}}$) и рис. 5 ($t = 0.508P_{\text{orb}}$) мы можем проследить дальнейшую эволюцию истекающей ионосферной оболочки. В орбитальной плоскости происходит фрагментация потока с разделением его на отдельные сгустки. К концу расчета (см. рис. 5) оболочка достигает левой границы

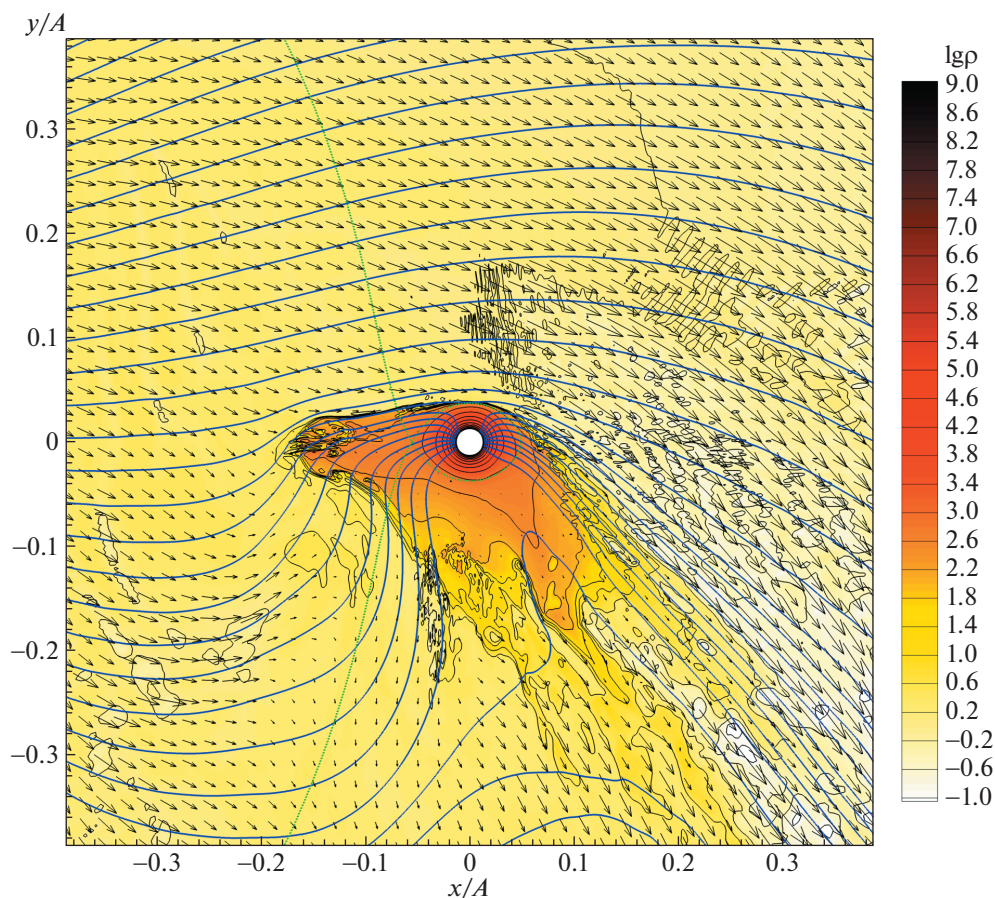


Рис. 2. То же самое, что и на рис. 1, для момента времени $t = 0.236P_{\text{orb}}$.

расчетной области. В плоскости орбиты видимым остается только передний фронт потока этого вещества. Однако, как показывает анализ трехмерной структуры течения, основная часть вещества в потоке оказалась сосредоточенной ниже орбитальной плоскости. Этот вывод можно сделать на основе рис. 6, на котором представлена трехмерная структура течения на момент времени $t = 0.508P_{\text{orb}}$. Распределение десятичного логарифма плотности показано как в орбитальной плоскости планеты (градация цвета и изолинии) в соответствии с рис. 5, так и с помощью изоповерхностей в пространстве. Трехмерные линии со стрелками определяют силовые линии магнитного поля, начинающиеся в орбитальной плоскости с левого края расчетной области.

Такую несимметричную относительно плоскости орбиты конфигурацию можно объяснить геометрией магнитного поля в направлении потока вещества. На рис. 1–5 магнитные силовые линии показывают структуру двумерного (в плоскости $z = 0$) поля ($B_x(x, y, 0)$, $B_y(x, y, 0)$). На самом деле, из-за наклона диполя планеты ее южный магнитный полюс находится ниже орбитальной

плоскости. Поэтому магнитные линии, идущие от звезды, замыкаются на поверхности планеты под орбитальной плоскостью (см. рис. 6). В результате вещество оболочки, двигаясь в сторону звезды вдоль магнитных линий, должно немного отклоняться вниз от орбитальной плоскости планеты.

Интересно также отметить, что перед планетой в направлении ее орбитального движения формируется магнитный барьер. Он проявляется как вытянутая область сгущения силовых линий магнитного поля (см. рис. 5). Внутри этой области индукция магнитного поля увеличивается. Возникновение магнитного барьера связано с наведенным полем, которое генерируется за счет процессов взаимодействия магнитного поля ветра с ионосферной оболочкой планеты. Еще раз подчеркнем, что на всех представленных рисунках процесс обтекания планеты звездным ветром носит безударный характер. Ударные волны не формируются ни вокруг атмосферы планеты, ни вокруг истекающего из внутренней точки Лагранжа L_1 потока вещества.

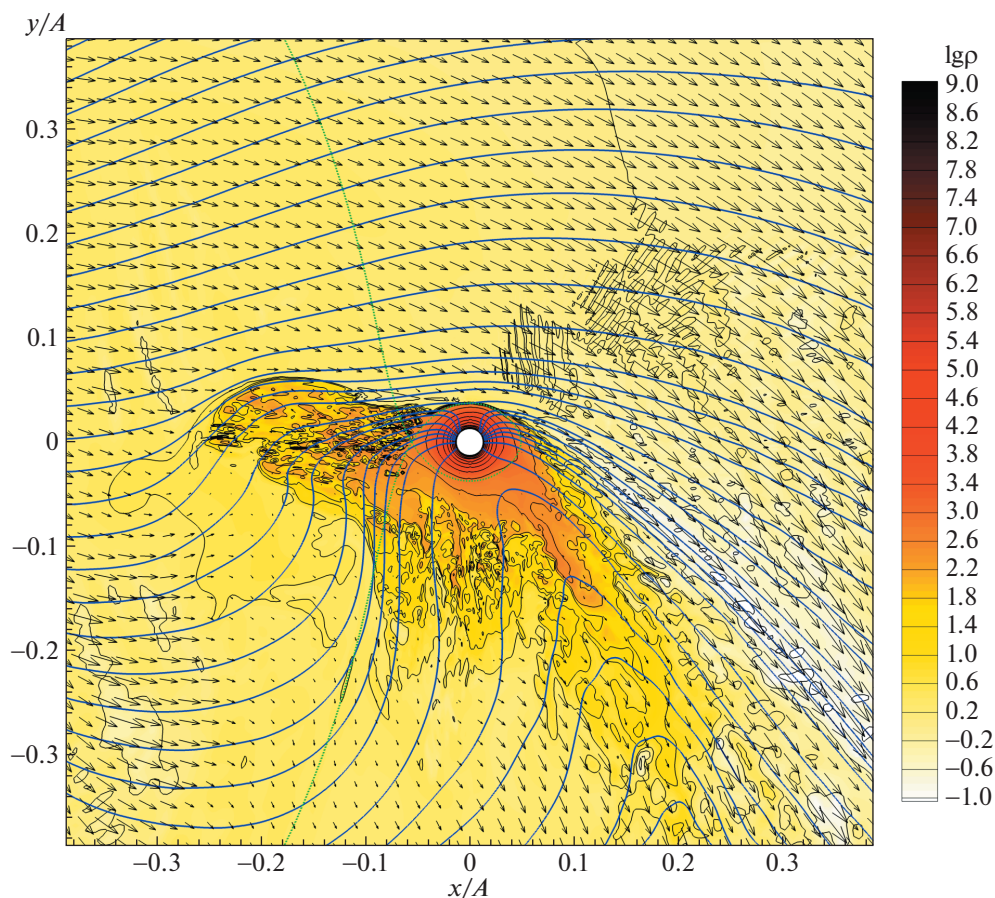


Рис. 3. То же самое, что и на рис. 1, для момента времени $t = 0.321P_{\text{orb}}$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты трехмерного численного моделирования структуры течения в окрестности горячего юпитера с параметрами, соответствующими HD 209458b. Величина магнитного момента планеты задавалась равной 0.1 от магнитного момента Юпитера. В расчетах учитывалось магнитное поле звездного ветра. При этом среднее магнитное поле на поверхности звезды было принято равным 0.5 Гс, что соответствует относительно сильному полю ветра. Поэтому в представленной модели в окрестности горячего юпитера обтекание атмосферы планеты звездным ветром происходило в суб-альфвеновском режиме. Формально это соответствует дозвуковому обтеканию в чисто газодинамическом случае. В таком режиме отошедшая ударная волна не формируется, что мы и наблюдаем в расчетах. С точки зрения классификации, предложенной в нашей недавней работе [46], формирующаяся в таких условиях магнитосфера относится к подтипу безударных наведенных магнитосфер с открытой ионосферной оболочкой.

Протяженная ионосферная оболочка горячего юпитера, формирующаяся в условиях суб-альфвеновского режима обтекания планеты звездным ветром, принципиально отличается по своей структуре от соответствующей оболочки, формирующейся как в чисто газодинамическом случае [16], так и в условиях сверх-альфвеновского режима обтекания [44, 52]. Это отличие схематически продемонстрировано на рис. 7, на котором изображены звезда (заполненное цветом кольцо, внутренний радиус которого соответствует радиусу самой звезды, а внешний радиус — радиусу ее короны), планета (закрашенный круг) и ее протяженная ионосферная оболочка (заштрихованная голубым цветом область). Пунктирной линией показана граница полости Роша в плоскости орбиты планеты. Стрелки указывают направление потока вещества из открытой ионосферной (газовой) оболочки. В случае слабого поля ветра (чисто газодинамический случай или сверх-альфвеновский режим обтекания) ионосферная (газовая) оболочка вытягивается вдоль баллистической траектории, начинающейся из внутренней точки Лагранжа L_1 . Если оболочка оказывается

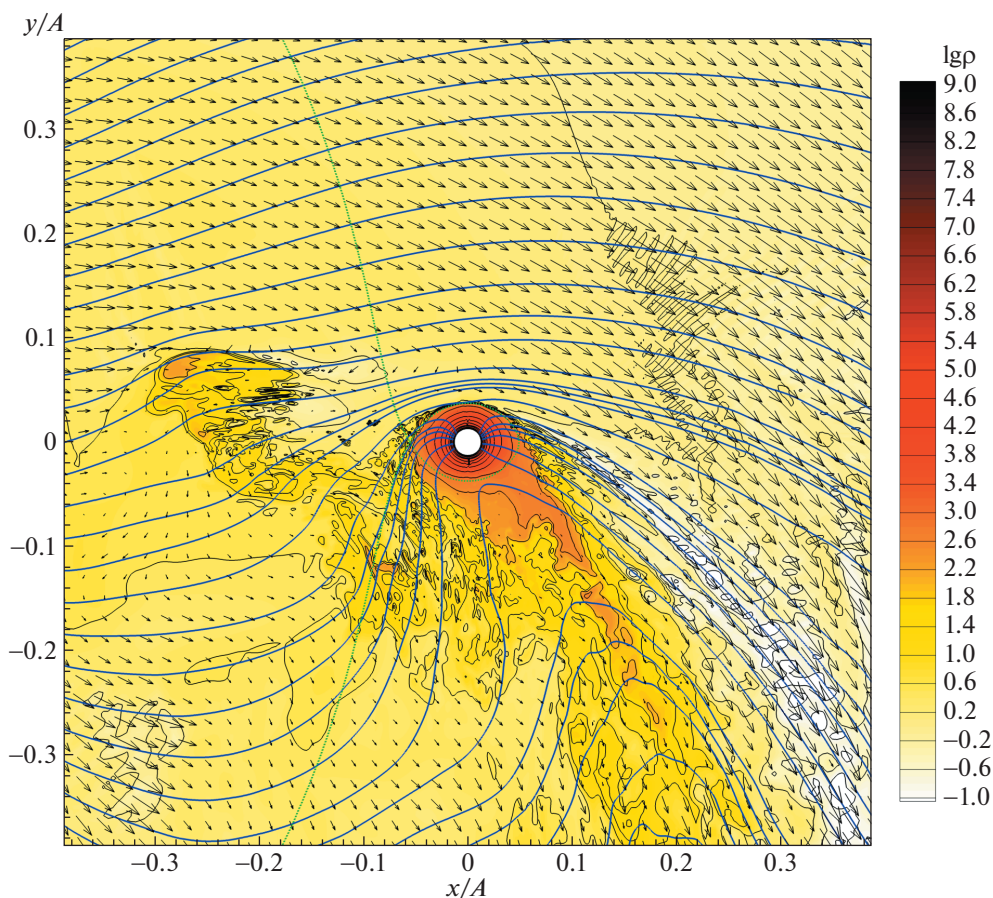


Рис. 4. То же самое, что и на рис. 1, для момента времени $t = 0.415P_{\text{orb}}$.

открытой, то поток вещества продолжает двигаться вдоль баллистической траектории и, по-видимому, должен формировать некоторую кольцеобразную структуру вокруг звезды. Эту ситуацию поясняет левая панель рис. 7.

В случае сильного магнитного поля ветра (суб-альфвеновский режим обтекания) ионосферная оболочка вытягивается из внутренней точки Лагранжа L_1 вдоль силовых линий магнитного поля звездного ветра. Поскольку в этом случае в окрестности планеты поле ветра почти радиальное, то получается, что вещество оболочки движется непосредственно к звезде. Если оболочка оказывается открытой, то поток вещества, продолжая двигаться вдоль такой траектории, попадает сразу на звезду. Эту ситуацию поясняет картина на правой панели рис. 7. Таким образом, можно сказать, что в случае сильного магнитного поля ветра (суб-альфвеновский режим обтекания) мы имеем некоторый новый тип ионосферной оболочки, дополняющий классификацию оболочек, описанную в работе [16] на основе результатов чисто газодинамического моделирования. Для того, чтобы различать эти два типа обо-

лочек, можно назвать их соответственно *сверх-альфвеновскими квазизамкнутыми (открытыми) оболочками* (левая панель рис. 7) и *суб-альфвеновскими квазизамкнутыми (открытыми) оболочками* (правая панель рис. 7).

В настоящее время наблюдательными подтверждениями существования протяженных оболочек у горячих юпитеров считается регистрация избыточного поглощения излучения в ближнем ультрафиолетовом диапазоне во время прохождения планет по диску родительской звезды (транзит). При этом ослабление потока происходит как перед основным затмением (ингресс), так и после него (постгресс) (см., напр., [11]). Очевидно, что различная структура квазизамкнутых (открытых) оболочек горячих юпитеров в случаях сверх-альфвеновского и суб-альфвеновского режима обтекания должна проявляться в подобных наблюдениях по-разному. На рис. 8 мы схематически изобразили возможные различия в наблюдательных проявлениях оболочек этих двух типов. Звезда и планета показаны большим и малым закрашенными кружками, а стрелки указывают направление движения планеты по орбите. В ниж-

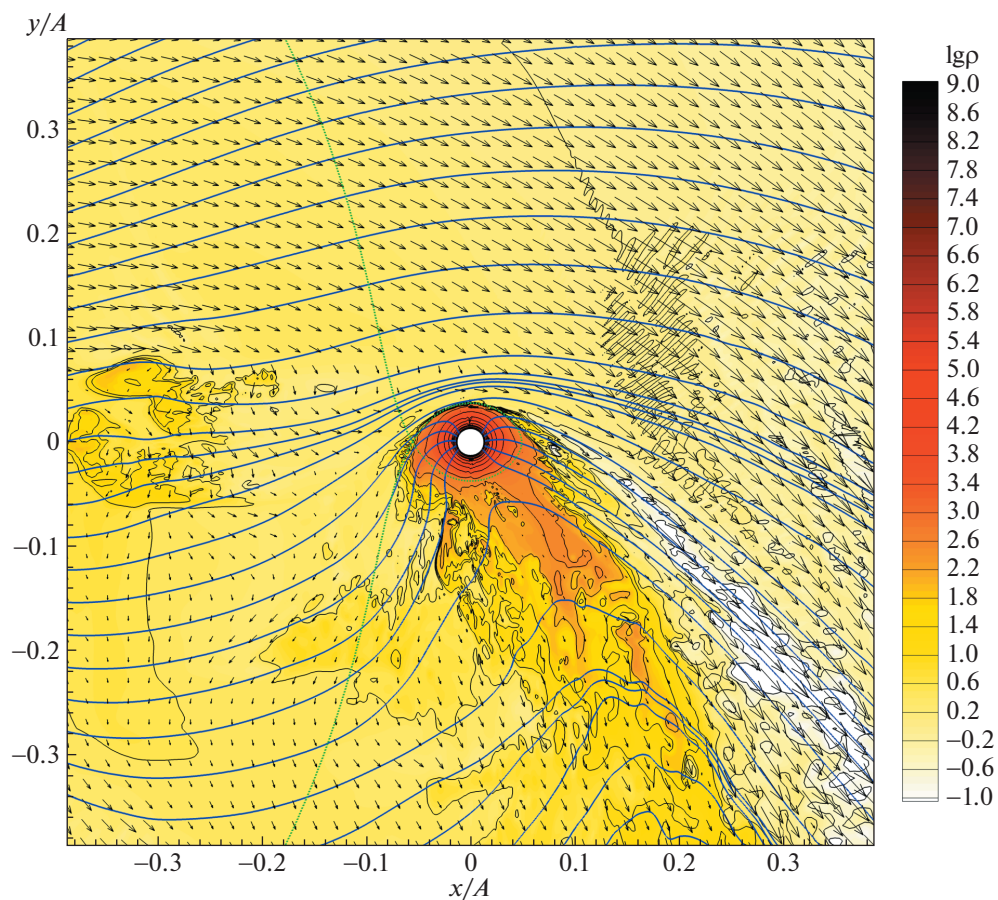


Рис. 5. То же самое, что и на рис. 1, для момента времени $t = 0.508P_{\text{orb}}$.

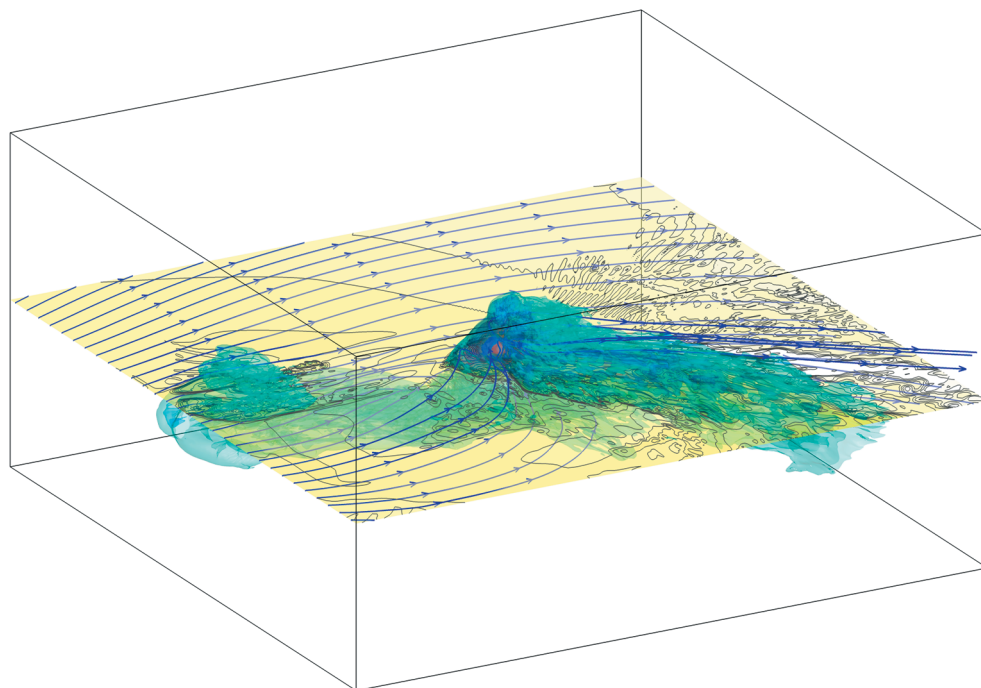


Рис. 6. Распределение десятичного логарифма плотности (градиация цвета и изолинии в орбитальной плоскости, а также изоповерхности в пространстве) и магнитного поля (трехмерные линии со стрелками) в расчетной области в момент времени $t = 0.508P_{\text{orb}}$ от начала счета.

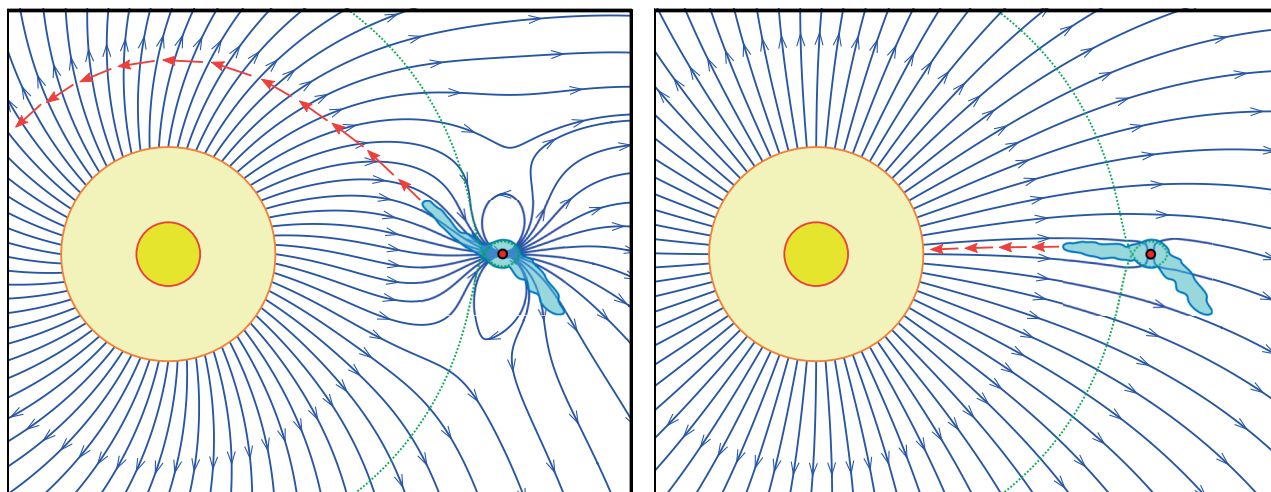


Рис. 7. Схематическая структура квазизамкнутой оболочки горячего юпитера в случае слабого (слева) и сильного (справа) магнитного поля ветра. Пунктирной (зеленой) линией показана полость Роша. Звезда обозначена заполненным цветом кольцом, внутренний радиус которого соответствует радиусу звезды, а внешний — радиусу короны. Заштрихованная (голубая) область соответствует ионосферной (газовой) оболочке планеты. Стрелками показано направление потока вещества из открытой ионосферной (газовой) оболочки планеты.

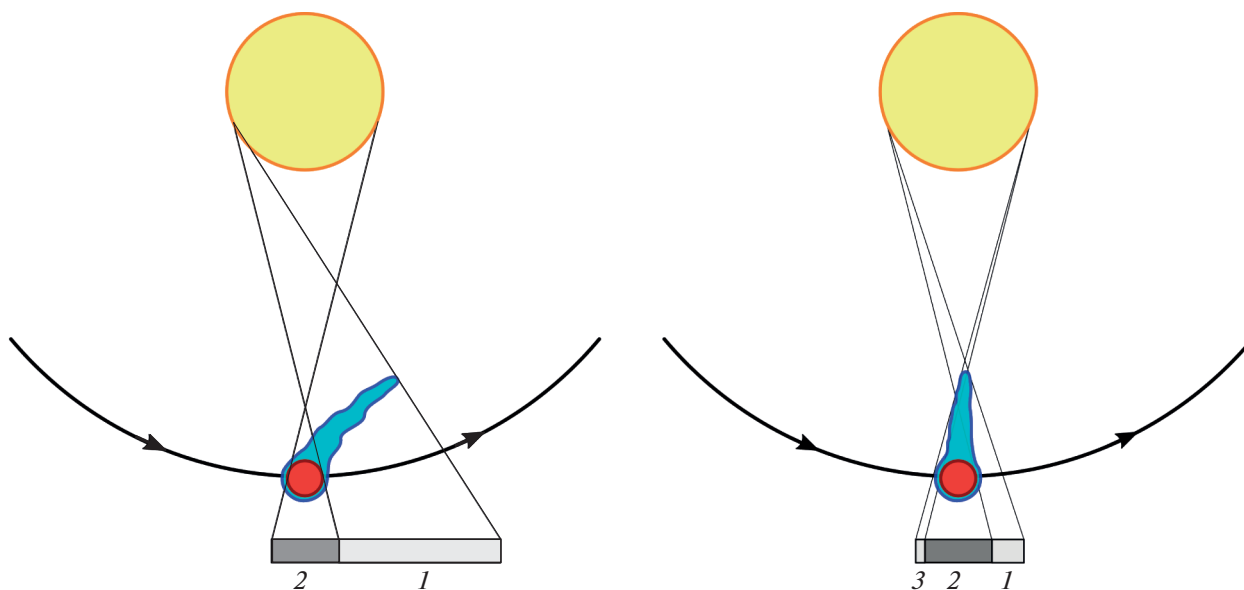


Рис. 8. Схема, демонстрирующая различия в наблюдательных проявлениях квазизамкнутой оболочки горячего юпитера в случае слабого (слева) и сильного (справа) магнитного поля ветра. Стрелками указано направление движения планеты по орбите. Звезда и планета показаны большим (желтым) и малым (красным) заполненными кружками. В нижней части рисунка заштрихованными прямоугольниками указаны фазы затмения. Цифрами обозначены: 1 — стадия избыточного поглощения излучения звезды оболочкой горячего юпитера перед основным затмением (ингресс), 2 — основная фаза затмения, 3 — стадия избыточного поглощения оболочкой горячего юпитера после основного затмения (постресс).

ней части рисунка заштрихованные прямоугольники соответствуют различным фазам затмения. Основная фаза затмения (транзит) обозначена цифрой 2. В случае слабого магнитного поля (левая панель) протяженная оболочка горячего юпи-

тера, вещество в которой вытягивается вдоль баллистической траектории, должна давать избыточное поглощение до начала транзита (ингресс, обозначен цифрой 1). После окончания транзита эта оболочка уже не касается диска звезды и не

приводит к дополнительному поглощению. Однако в этом случае некоторое избыточное поглощение излучения звезды в ультрафиолетовом диапазоне может давать магнитосферный хвост планеты.

В случае сильного магнитного поля (правая панель) протяженная оболочка горячего юпитера, вещество в которой вытягивается по направлению к звезде вдоль магнитных линий, должна давать избыточное поглощение как до начала транзита (ингресс, цифра 1), так и после него (постгресс, цифра 3). При этом длительность этих стадий должна быть почти одинаковой. Отклонения от строгой симметрии (длительность стадии постгресса немного меньше, чем стадии ингресса) обусловлены влиянием на динамику вещества оболочки сил инерции, а также наличия азимутальной компоненты магнитного поля. Кроме того, как и в предыдущем случае, наличие магнитосферного хвоста также может приводить к некоторому дополнительному избыточному поглощению излучения звезды после транзита планеты.

С точки зрения полученных результатов можно обратить внимание на интересные наблюдательные особенности транзитов некоторых теплых непунов. Например, в работе [71] проведено моделирование транзита GJ436b в линии Lu α . Полученные глубина транзита и параметры кривой блеска на стадии ингресса хорошо согласуются с наблюдениями. Однако пост-транзит оказался слишком затянутым по сравнению с наблюдением. Авторы этой работы указывают, что одной из причин такого несоответствия может быть магнитное поле ветра. Другой теплый нептун GJ3470b (см., напр., [72]) демонстрирует еще более короткий пост-транзит, хотя планета, судя по всему, должна иметь большой хвост планетарного вещества, тянущийся вдоль орбиты. Таким образом, можно сказать, что использование модели, описанной в нашей работе, открывает дополнительные возможности для диагностики параметров звездного ветра от родительских звезд горячих юпитеров. В частности, это может дать новую важную информацию о свойствах магнитных полей звездного ветра.

ПРИЛОЖЕНИЕ

МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА

Из уравнений (1)–(5) с помощью несложных преобразований можно получить

$$\begin{aligned} (v_r^2 - u_s^2)(v_r^2 - u_f^2) \frac{dv_r}{dr} = \\ = \frac{v_r}{r} \left[(v_r^2 - u_A^2) \left(2c_s^2 + v_\phi^2 - \frac{GM_s}{r} \right) + 2v_r u_A v_\phi u_\phi \right], \end{aligned} \quad (22)$$

где обозначено

$$u_s = \left\{ \frac{1}{2} \left[c_s^2 + a^2 - \sqrt{(c_s^2 + a^2)^2 - 4c_s^2 u_A^2} \right] \right\}^{1/2}, \quad (23)$$

$$u_f = \left\{ \frac{1}{2} \left[c_s^2 + a^2 + \sqrt{(c_s^2 + a^2)^2 - 4c_s^2 u_A^2} \right] \right\}^{1/2}, \quad (24)$$

$$a^2 = \frac{B_r^2 + B_\phi^2}{4\pi\rho}, \quad (25)$$

$$u_\phi = \frac{B_\phi}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (26)$$

Величины u_s и u_f определяют значения медленной и быстрой магнитозвуковых скоростей соответственно. Из уравнения (22) видно, что в решении имеются две особые точки: медленная магнитозвуковая $r = r_s$, в которой скорость $v_r = u_s$, и быстрая магнитозвуковая $r = r_f$, в которой скорость $v_r = u_f$. В этих точках коэффициент при производной dv_r/dr обращается в нуль. Для того, чтобы решение оставалось гладким, правая часть уравнения (22) в этих точках также должна обращаться в нуль. Однако, как будет видно из дальнейшего, альфвеновская точка $r = r_A$, в которой скорость ветра $v_r = u_A$, также является особой точкой решения.

Граничные условия будем задавать значениями скорости v_0 , плотности ρ_0 и температуры T_0 в некоторой точке r_0 . По этим значениям можно вычислить константы

$$c_0 = \sqrt{\frac{2k_B T_0}{m_p}}, \quad (27)$$

$$\dot{M} = 4\pi r_0^2 \rho_0 v_0. \quad (28)$$

Последнее выражение следует из закона сохранения массы (8). Величина \dot{M} определяет темп потери массы звездой за счет истечения вещества в виде звездного ветра. Обозначим плотность и радиальную скорость в альфвеновской точке через ρ_A и v_A соответственно. Тогда с учетом (28) имеем

$$\dot{M} = 4\pi r_A^2 \rho_A v_A. \quad (29)$$

Отсюда находим

$$\rho_A = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\dot{M}}{r_A^2 B_0} \right)^2, \quad (30)$$

где $B_0 = B_s(R_s/r_0)^2$ – величина радиального магнитного поля в точке r_0 .

Введем безразмерные величины $x_A = r_A/r_0$ и $y_A = v_A/v_0$. Нетрудно проверить, что справедливо соотношение

$$y_A = \frac{\beta}{x_A^2}, \quad (31)$$

где

$$\beta = \frac{B_0}{v_0 \sqrt{4\pi\rho_A}}. \quad (32)$$

Для решения уравнений удобно переписать их в безразмерном виде. Для этого введем безразмерные переменные $\xi = r/r_A$ и $\eta = v_r/v_A$. При этом альфвеновское число Маха (18) оказывается равным $\lambda = \xi\sqrt{\eta}$. Кроме того, обозначим

$$z = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{0.5(\gamma-1)} = (\beta\lambda^2)^{0.5(1-\gamma)}. \quad (33)$$

В безразмерных переменных уравнение (22) принимает вид

$$\frac{d\eta}{d\xi} = \frac{\eta Y}{\xi X}, \quad (34)$$

где

$$X = (\lambda^2 - 1)^3 (y_A^2 \eta^2 - \alpha z^2) \xi^2 - \omega \lambda^4 x_A^2 (\xi^2 - 1)^2, \quad (35)$$

$$Y = (\lambda^2 - 1)^3 \left(2\alpha \xi z^2 - \frac{\mu}{x_A} \right) \xi + \omega x_A^2 (\lambda^2 - \xi^2) (\lambda^4 - 3\lambda^2 \xi^2 + \lambda^2 + \xi^2), \quad (36)$$

$$\alpha = \frac{c_0^2}{v_0^2}, \quad (37)$$

$$\mu = \frac{GM_s}{r_0 v_0^2}, \quad (38)$$

$$\omega = \frac{\Omega_s r_0^2}{v_0^2}. \quad (39)$$

Как было отмечено выше, медленная магнитозвуковая ($\xi = \xi_S, \eta = \eta_S$) и быстрая магнитозвуковая ($\xi = \xi_F, \eta = \eta_F$) точки являются особыми. Однако из полученных выражений видно, что в решении альфвеновская точка ($\xi = 1, \eta = 1$) также является особой, поскольку в ней величины X и Y также одновременно обращаются в нуль. Интеграл энергии (9) также запишем в безразмерном виде:

$$E = \frac{y_A^2 \eta^2}{2} + \frac{\alpha z^2}{\gamma - 1} - \frac{\mu}{x_A \xi} + \frac{\omega x_A^2}{2\xi^2 (\lambda^2 - 1)^2} [\lambda^4 + (2\lambda^2 - 1)(\xi^2 - 2)\xi^2]. \quad (40)$$

В точке r_0 имеем: $\xi_0 = 1/x_A, \eta_0 = 1/y_A, \lambda_0 = 1/\sqrt{\beta}$. Поэтому в этой точке уравнение (40) принимает вид:

$$E = \frac{1}{2} + \frac{\alpha}{\gamma - 1} - \mu + \frac{\omega}{2(\lambda_0^2 - 1)^2} \times [\lambda_0^4 x_A^4 + (2\lambda_0^2 - 1)(1 - 2x_A^2)]. \quad (41)$$

В качестве неизвестных величин в решении задачи будем использовать $\xi_S, \eta_S, \xi_F, \eta_F, x_A, E$ и γ . Всего имеем 7 неизвестных. Система уравнений состоит из четырех уравнений $X = 0, Y = 0$ в точках ξ_S и ξ_F , двух уравнений (40), записанных в точках ξ_S и ξ_F , а также уравнения (41). Эту систему нелинейных алгебраических уравнений можно решать численно методом итераций.

В качестве граничных условий мы использовали значения параметров солнечного ветра в точке $r_0 = 10 R_\odot$ [60]: скорость $v_0 = 100$ км/с, плотность $\rho_0 = 2.34 \times 10^{-21}$ г/см³ (соответствующая концентрация $n_0 = 1400$ см⁻³), температура $T_0 = 7.3 \times 10^5$ К. Звезда HD 209458 имеет массу $M_s = 1.1 M_\odot$ и радиус $R_s = 1.2 R_\odot$. Угловая скорость вращения звезды, $\Omega_s = 5.05 \times 10^{-6}$ с⁻¹, соответствует линейной скорости на экваторе $v_{\text{rot}} = 4.2$ км/с. Магнитное поле на поверхности звезды было равным $B_s = 0.5$ Гс, что соответствует величине среднего магнитного поля на поверхности Солнца в спокойном состоянии.

Отсюда получаются следующие значения параметров: темп истечения $\dot{M} = 1.43 \times 10^{11}$ г/с = $2.26 \times 10^{-15} M_\odot/\text{год}$, плотность в альфвеновской точке $\rho_A = 1.33 \times 10^{-22}$ г/см³, безразмерные величины $\alpha = 1.205, \beta = 17.617, \mu = 2.098, \omega = 0.123$. Отметим, что величина темпа потери массы звезды \dot{M} в нашей модели звездного ветра является лишь одним из ее параметров. Она не совпадает с реальным темпом потери массы, поскольку мы решали задачу только в плоскости орбиты планеты. Поскольку реальный ветер не обладает сферической симметрией, то эти величины могут различаться в несколько раз. Результаты расчетов структуры ветра представлены на рис. 9. Показано семейство интегральных кривых, соответствующих различным типам решений. Некоторые из этих кривых проходят через особые точки, положения которых обозначены кружками. При этом альфвеновская особая точка в плоскости переменных (ξ, η) имеет координаты $(1, 1)$. В качестве решения, соответствующего звездному ветру, необходимо использовать интегральную кривую,

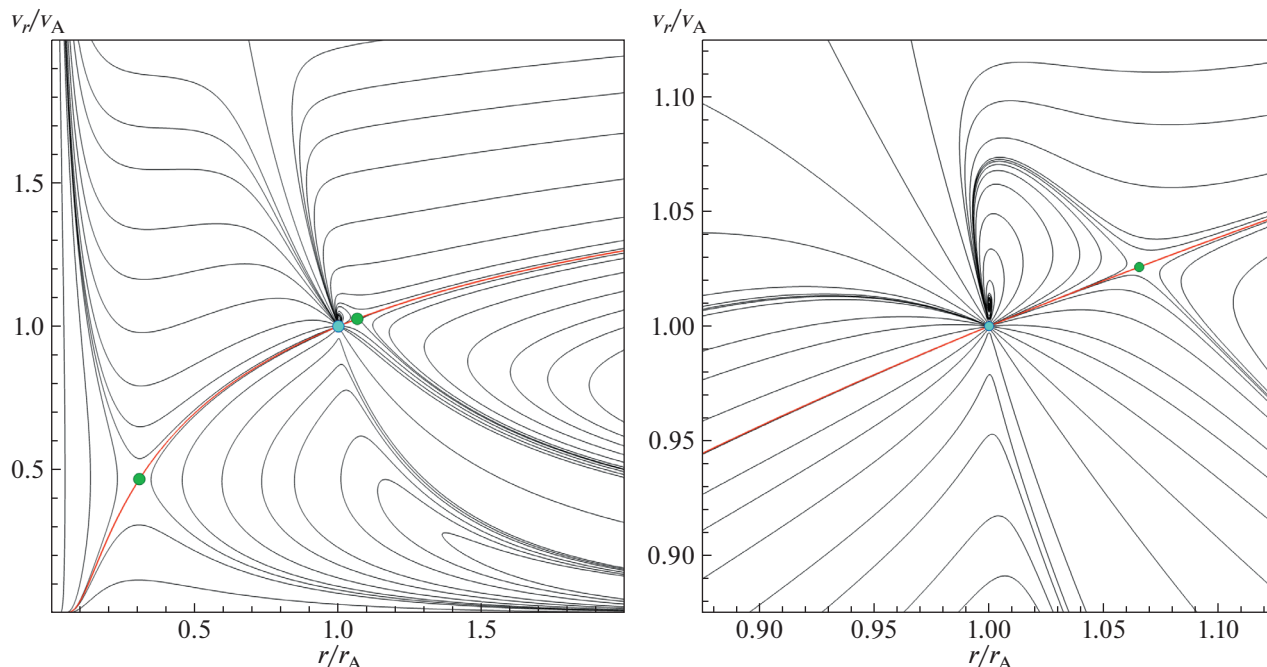


Рис. 9. Интегральные кривые, соответствующие различным типам решений для магнитогидродинамического звездного ветра. Особые точки показаны кружками. Альфвеновская особая точка имеет координаты (1, 1). Жирная линия соответствует решению, проходящему через все три особые точки. На правой диаграмме показана окрестность альфвеновской точки.

проходящую через все три особые точки. Зависимость $\eta(\xi)$ для этой кривой может быть получена с помощью численного решения уравнения (40) для различных координат ξ при подстановке в него найденных значений x_A и E . Соответствующая кривая на рис. 9 показана жирной линией.

Численное решение системы нелинейных алгебраических уравнений, описывающих структуру звездного ветра, дает следующие координаты магнитозвуковых особых точек: $\xi_S = 0.307$, $\eta_S = 0.467$, $\xi_F = 1.065$, $\eta_F = 1.026$. На левой панели рис. 9 видно, что медленная магнитозвуковая точка является особой точкой типа “седла” (см., напр., [73]). Быстрая магнитозвуковая точка расположена вблизи альфвеновской точки, окрестность которой в увеличенном масштабе показана на правой панели рис. 9. Можно видеть, что быстрая магнитозвуковая точка также является особой точкой типа “седла”. Альфвеновская особая точка имеет более сложную топологию, поскольку она имеет более высокий порядок сингулярности. Для альфвеновской точки мы получили значение $x_A = 2.748$, что соответствует радиусу $r_A = 27.48 R_\odot$. Показатель адиабаты получился равным $\gamma = 1.004$. Это означает, что звездный ветер в окрестности горячего юпитера можно считать почти изотермическим.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 18-12-00447).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят П.В. Кайгородова и В.И. Шематовича за ценные замечания и полезные обсуждения. 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. R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, *Astrophys. J.* **693**, 23 (2009).
2. M. Mayor and D. Queloz, *Nature* **378**, 355 (1995).
3. D. Lai, C. Helling, and E. P. J. van den Heuvel, *Astrophys. J.* **721**, 923 (2010).
4. S.-L. Li, N. Miller, D. N. C. Lin, and J. J. Fortney, *Nature* **463**, 1054 (2010).
5. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al., *Nature* **422**, 143 (2003).
6. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al., *Astrophys. J.* **676**, L57 (2008).

7. *L. Ben-Jaffel*, *Astrophys. J.* **671**, L61 (2007).
8. *A. Vidal-Madjar, J.-M. Desert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hebrard, et al.*, *Astrophys. J.* **604**, L69 (2004).
9. *L. Ben-Jaffel and S. Sona Hosseini*, *Astrophys. J.* **709**, 1284 (2010).
10. *J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, et al.*, *Astrophys. J.* **717**, 1291 (2010).
11. *A. Lecavelier des Etangs, V. Bourrier, P. J. Wheatley, H. Dupuy, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **543**, id. L4 (2012).
12. *R. V. Yelle*, *Icarus* **170**, 167 (2004).
13. *A. Garcia Munoz*, *Planet. Space Sci.* **55**, 1426 (2007).
14. *T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas*, *Icarus* **226**, 1678 (2013).
15. *Д. Э. Ионов, В. И. Шематович, Я. Н. Павлюченков*, *Астрон. журн.* **94**(5), 381 (2017).
16. *D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich*, *Astron. Rep.* **57**, 715 (2013).
17. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaigorodov*, *Astron. Rep.* **58**, 679 (2014).
18. *D. V. Bisikalo and A. A. Cherenkov*, *Astron. Rep.* **60**, 183 (2016).
19. *A. Cherenkov, D. Bisikalo, L. Fossati, and C. Möstl*, *Astrophys. J.* **846**, id. 31 (2017).
20. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 605 (2018).
21. *D. V. Bisikalo, A. A. Cherenkov, V. I. Shematovich, L. Fossati, and C. Möstl*, *Astron. Rep.* **62**, 648 (2018).
22. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Astrophys. J.* **832**, id. 173 (2016).
23. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 5315 (2018).
24. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 3435 (2020).
25. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Astrophys. J.* **847**, id. 126 (2017).
26. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, M. S. Rumenskikh, K. G. Kislyakova, and N. K. Dwivedi*, *Astrophys. J.* **885**, id. 67 (2019).
27. *J.-M. Grießmeier, A. Stadelmann, T. Penz, H. Lammer, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **425**, 753 (2004).
28. *A. Sanchez-Lavega*, *Astrophys. J.* **609**(2), L87 (2004).
29. *A. A. Vidotto, M. Jardine, and Ch. Helling*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **411**, L46 (2011).
30. *K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, P. Odert, M. L. Khodachenko*, *Science* **346**, 981 (2014).
31. *D. J. Stevenson*, *Rep. Prog. Phys.* **46**, 555 (1983).
32. *A. P. Showman and T. Guillot*, *Astron. and Astrophys.* **385**, 166 (2002).
33. *K. Batygin, S. Stanley, and D. J. Stevenson*, *Astrophys. J.* **776**, id. 53 (2013).
34. *T. M. Rogers and A. P. Showman*, *Astrophys. J.* **782**, id. L4 (2014).
35. *T. M. Rogers and T. D. Komacek*, *Astrophys. J.* **794**, id. 132 (2014).
36. *T. M. Rogers*, *Nature Astron.* **1**, id. 0131 (2017).
37. *N. V. Erkaev, P. Odert, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **470**, 4330 (2017).
38. *T. T. Koskinen, J. Y.-K. Cho, N. Achilleos, and A. D. Aylward*, **722**, 178 (2010).
39. *G. B. Trammell, P. Arras, and Z.-Y. Li*, *Astrophys. J.* **728**, id. 152 (2011).
40. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Y. L. Sasunov, H. Lammer, et al.*, *Astrophys. J.* **795**, id. 132 (2014).
41. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, and P. A. Prokopov*, *Astrophys. J.* **813**, id. 50 (2015).
42. *G. B. Trammell, Z.-Y. Li, and P. Arras*, *Astrophys. J.* **788**, id. 161 (2014).
43. *T. Matsakos, A. Uribe, and A. Königl*, *Astron. and Astrophys.* **578**, id. A6 (2015).
44. *A. S. Arakcheev, A. G. Zhilkin, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev*, *Astron. Rep.* **61**, 932 (2017).
45. *D. V. Bisikalo, A. S. Arakcheev, and P. V. Kaigorodov*, *Astron. Rep.* **61**, 925 (2017).
46. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo*, *Astron. Rep.* **63**, 550 (2019).
47. *Е. С. Бельнская*, *Успехи физ. наук* **179**, 809 (2009).
48. *C. T. Russell*, *Rep. Prog. Phys.* **56**, 687 (1993).
49. *W.-H. Ip, A. Kopp, and J. H. Hu*, *Astrophys. J.* **602**, L53 (2004).
50. *П. В. Кайгородов, Е. А. Ильина, Д. В. Бисикало*, *Астрон. журн.* **96**(5), 367 (2019).
51. *А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов*, *Астрон. журн.* **97**(2), 145 (2020).
52. *А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов*, *Астрон. журн.* **97**(3), 242 (2020).
53. *M. J. Owens and R. J. Forsyth*, *Liv. Rev. Solar Physics* **10**, 5 (2013).
54. *E. N. Parker*, *Astrophys. J.* **128**, 664 (1958).
55. *E. J. Weber and L. Davis Jr.*, *Astrophys. J.* **148**, 217 (1967).
56. *В. Б. Баранов, К. В. Краснобаев*, *Гидродинамическая теория космической плазмы* (М.: Наука, 1977).
57. *R. S. Steinolfson and F. J. Hundhausen*, *J. Geophys. Res.* **93**(A12), 14269 (1988).
58. *I. I. Roussev, T. I. Gombosi, and I. V. Sokolov*, *Astrophys. J.* **595**, L57 (2003).
59. *T. L. Totten, J. W. Freeman, and S. Arya*, *J. Geophys. Res.* **100**, 13 (1995).
60. *G. L. Withbroe*, *Astrophys. J.* **325**, 442 (1988).
61. *J. C. Brandt, C. Wolff, and J. P. Cassinelli*, *Astrophys. J.* **156**, 1117 (1969).
62. *T. Sakurai*, *Solar Phys.* **76**, 301 (1982).

63. *M. L. Goelzer, N. A. Schwadron, and C. W. Smith*, *J. Geophys. Res. Space Physics* **119**, 115 (2014).
64. *D. Fabbian, R. Simoniello, R. Collet, S. Criscuoli, et al.*, *Astron. Nachricht.* **338**, 753 (2017).
65. *H. Lammer, M. Güdel, Y. Kulikov, I. Ribas, et al.*, *Earth, Planets and Space* **64**, 179 (2012).
66. *Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, А. А. Боярчук*, *Газодинамика тесных двойных звезд* (М.: Физматлит, 2013).
67. *А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук*, *Успехи физ. наук* **182**, 121 (2012).
68. *T. Tanaka*, *J. Comp. Phys.* **111**, 381 (1994).
69. *K. G. Powell, P. L. Roe, T. J. Linde, T. I. Gombosi, and D. L. de Zeeuw*, *J. Comp. Phys.* **154**, 284 (1999).
70. *D. Charbonneau, T. M. Brown, D. W. Latham, and M. Mayor*, *Astrophys. J.* **529**, L45 (2000).
71. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, *Astrophys. J.* **885**, 67 (2020).
72. *S. Awiphan, E. Kerins, S. Pichadee, S. Komonjinda, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **463**, 2574 (2016).
73. *Л. Э. Эльсгольц*, *Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление* (М.: Наука, 1969).