

УДК 524.3-17

## ПЕРИОДИЧЕСКАЯ АККРЕЦИЯ В ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЕ ТИПА Т ТЕЛЬЦА UZ TAU E

© 2019 г. А. Ю. Сытов<sup>1\*</sup>, А. М. Фатеева<sup>1\*\*</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

Поступила в редакцию 26.04.2019 г.; после доработки 19.06.2019 г.; принята к публикации 25.06.2019 г.

Рассматриваются результаты трехмерного численного моделирования газодинамики оболочки молодой двойной звезды типа Т Тельца UZ Tau E. Анализируется структура течения в околозвездной оболочке системы. Показано, что в двойной системе реализуется режим импульсной аккреции вещества из околозвездного диска, при котором происходит периодический перенос вещества в аккреционный диск первичного компонента через аккреционный диск вторичного компонента.

DOI: 10.1134/S0004629919120090

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В отношении двойных звезд, находящихся на стадии Т Тельца (классических звезд типа Т Тельца с массивными околозвездными оболочками), в настоящее время остается открытым вопрос о том, как эволюционирует функция масс в зависимости от начальных (наблюдаемых) параметров систем, в частности, как между компонентами распределяется масса остатка молекулярного облака в зависимости от отношения масс компонентов  $q$  и эксцентриситета орбиты  $e$ . Для двойных систем с отношением масс компонентов  $q \ll 1$  предполагается, что менее массивный компонент должен иметь более высокий темп аккреции за счет более высокой орбитальной скорости и близости к внутреннему краю протопланетного диска, и в ходе эволюции отношение масс компонентов  $q$  должно увеличиваться [1]. Как показывают газодинамические расчеты околозвездных оболочек, это предположение не подтверждается, по крайней мере, для некоторых систем, как с круговыми [2, 3], так и с эллиптическими орбитами [4]. Более полную картину может дать исследование сетки моделей, достаточно подробно покрывающей весь диапазон параметров, но такое моделирование является вычислительно ресурсоемкой задачей даже небольшого количества систем. Рациональным представляется ограничиться исследованием только тех систем, для которых из наблюдений известны все параметры, необходимые для задания численной модели.

Опираясь на результаты моделирования двойных звезд типа Т Тельца, полученные разными

группами авторов (см., напр., [4–10]), можно сделать вывод, что двойные системы с большим эксцентриситетом орбиты обладают менее стационарными околозвездными оболочками, чем системы с орбитами, близкими к круговым. Отношение масс компонентов существенно влияет на морфологию околозвездной оболочки и, вероятно, является определяющим фактором распределения аккрецирующего вещества по компонентам системы. Поскольку структура околозвездной оболочки для различных моделей двойных систем, заданных в пространстве параметров  $(q, e)$ , меняется непрерывно, разграничить подмножества оболочек с разной структурой можно лишь условно, тем не менее, мы предполагаем, что околозвездные оболочки систем с параметрами  $e \gtrsim 0.2$ ,  $q \lesssim 0.3$  можно отнести к существенно нестационарным. В таких системах реализуются своеобразные механизмы массообмена между околозвездным (протопланетным) диском, аккреционными дисками компонентов и самими звездами, что, в свою очередь, может значительно влиять на эволюцию компонентов системы. Кроме того, в нестационарных оболочках таких звезд может наблюдаться периодическая вспышечная активность из-за диссипации энергии на ударных волнах при взаимодействии различных элементов течения. Недостаток информации о массообмене не позволяет построить адекватную эволюционную модель для двойных звезд на стадии Т Тельца и сделать корректные выводы в отношении начальной функции масс, определение которой является фундаментальной задачей астрофизики.

Численное моделирование газодинамики оболочек позволяет достаточно детально исследовать аккрецию вещества из протопланетного диска и распределение его между компонентами системы.

\*E-mail: sytov@inasan.ru

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

Из ранее исследованных авторами систем хорошим примером системы с нестационарной оболочкой может служить АК Sco [7, 8] ( $q = 1, e = 0.45$ ), в которой к периодическим вспышкам приводит непосредственное столкновение аккреционных дисков компонентов при их экстремальном сближении в периастре.

Система UZ Tau E является характерным представителем семейства классических двойных звезд типа Т Тельца, у которых наблюдаются регулярные вариации блеска с периодом, близким к орбитальному [11, 12]. По сравнению с такими звездами, как АК Sco, DQ Tau, V4046 Sgr, имеющими компоненты приблизительно одинаковой массы, системы типа UZ Tau E или TWA 3A представляют больший интерес ввиду своей несимметричности, т.к. именно в системах с  $q \ll 1$  различие в темпах аккреции должно быть более заметным, при этом система UZ Tau E обладает наиболее экстремальным сочетанием малого отношения масс компонентов при выраженном эксцентриситете орбиты ( $q = 0.293, e = 0.237$ ).

Из фотометрических наблюдений UZ Tau E, опубликованных в работах [11, 12], следует, что блеск системы возрастает во всех фотометрических полосах приблизительно на одних и тех же орбитальных фазах. Другим вероятным свидетельством усиливающейся аккреции является практически синхронное увеличение эквивалентной ширины линии  $H_{\alpha}$  [11], однако в работе [12] для линий  $C_{IV}$  эта корреляция не подтверждается. К сожалению, малое временное разрешение фотометрических наблюдений не позволяет провести более детальный анализ, но тем не менее, в приведенных данных можно отметить один любопытный момент: в работах [11, рис. 7] и [12, рис. 3] приведены кривые блеска, на которых в длинноволновой части спектра (полосы  $R, I$ ) наблюдается вторичный пик блеска на фазах 0.3–0.4, отсутствующий в коротковолновой области спектра (полосы  $U, B, V$ ), при этом максимум блеска на фазах 0.0–0.2 наблюдается во всех фотометрических полосах. Это может свидетельствовать о регулярном непродолжительном событии, приводящем к быстрой диссипации большого количества энергии, достаточного для генерации коротковолнового излучения, при этом изменяющего структуру течения так, что через  $(0.1 - 0.2)P_{orb}$  начинает доминировать излучение в длинноволновой части спектра.

В качестве альтернативной гипотезы можно предположить, что изменение блеска обусловлено преимущественно вариацией околозвездного поглощения, однако мы считаем эту гипотезу менее вероятной по следующим причинам. Система UZ Tau E имеет наклонение орбиты  $i = 54 \pm 5^\circ$ , что для уменьшения блеска системы требует присутствия оптически толстой среды на

широтах  $>35^\circ$  в течение большей части орбитального периода. Проведенное нами моделирование околозвездной оболочки не показывает наличие выбросов вещества на большие широты и не позволяет подтвердить эту гипотезу в численном эксперименте или предложить очевидное объяснение причин увеличения межзвездного поглощения. Возможно, это связано с тем, что рассматриваемая нами модель не учитывает наличие магнитного поля, возможность формирования магнитосферы и соответствующие изменения в морфологии течения вблизи компонентов системы. В то же время мы можем явно показать наличие причин для периодического увеличения темпа аккреции и блеска системы приблизительно на тех же орбитальных фазах, на которых в наблюдениях регистрируются положительные вариации на кривой блеска.

В настоящей работе приведены результаты исследования структуры течения газа в околозвездной оболочке молодой двойной звезды UZ Tau E посредством трехмерного газодинамического моделирования. Как будет показано далее, анализ морфологии и динамики околозвездной оболочки позволяет предложить объяснение некоторым наблюдаемым особенностям кривых блеска.

## 2. МОДЕЛЬ

### 2.1. Газодинамические уравнения

Для описания течения газа используется система уравнений гравитационной газодинамики, модифицированная для учета радиационного нагрева и охлаждения газа.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) &= 0, \quad (1) \\ \frac{\partial t}{\partial} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) &= -\nabla P - \rho \nabla \Phi, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left( \rho \varepsilon + \frac{\rho \vec{v}^2}{2} \right) + \nabla \cdot \left[ \left( \rho \varepsilon + \frac{\rho \vec{v}^2}{2} + P \right) \vec{v} \right] &= -\rho \vec{v} \cdot \nabla \Phi + W_r, \end{aligned}$$

где  $\rho$  — плотность газа,  $\vec{v}$  — скорость,  $\varepsilon$  — внутренняя энергия и  $P$  — давление. Система замыкается адиабатическим уравнением состояния идеального газа,  $P = (\gamma - 1)\rho\varepsilon$ , с показателем адиабаты  $\gamma = 5/3$ ,  $W_r$  — источник, связанный с учетом переноса излучения. Гравитационный потенциал  $\Phi$  определяется ньютоновскими потенциалами компонентов системы  $\Phi = -GM_1/|\vec{r} - \vec{r}_1| - GM_2/|\vec{r} - \vec{r}_2|$ , положения компонентов системы  $\vec{r}_1, \vec{r}_2$  рассчитываются из выражения (3) (см. ниже). Для решения системы уравнений (1) используется TVD схема Роу–Ошера–Эйнфельдта. Для учета гравитационного и радиационного источников используется разделение по процессам: источники

учитываются после каждого шага схемы, самой же численной схемой решается система уравнения без источников. Подробное описание численной схемы приведено в [13].

Основным механизмом нагрева газа является вязкостный нагрев, при этом физическая вязкость в системе уравнений явным образом не учитывается, ее роль выполняет преобладающая численная вязкость, возникающая из-за диффузии численной схемы. Радиационное охлаждение газа учтено приближенно через эмпирическую функцию  $W_r = -\rho\tau^{-1} \max(0, \varepsilon - \varepsilon_d) \exp(-t/\tau)$ , где  $\varepsilon_d = k_B T_d / \mu(\gamma - 1)$  — удельная внутренняя энергия, соответствующая равновесной температуре околозвездного диска  $T_d$  на внутреннем крае (на границе гэпа — внутренней разреженной полости в протопланетном диске),  $\tau \sim \omega_K^{-1}$  — время релаксации к равновесной температуре, используется величина порядка времени вязкостного нагрева на внутреннем крае аккреционного диска,  $\omega_K = \sqrt{GM/r^3}$ ,  $\alpha = 0.1$ . Нагрев газа на ударных волнах важен с точки зрения наблюдений, т.к. фронты ударных волн являются наиболее яркими объектами в околозвездной оболочке, но выделить вклад ударных волн в настоящей модели затруднительно ввиду того, что выбранное приближение радиационного охлаждения приводит практически к изотермичному решению, и об интенсивности ударных волн можно судить только по скачку плотности на фронте волны. Также следует отметить, что толщина фронта ударной волны в численном решении ограничена снизу разрешением сетки и при используемых параметрах модели заведомо превышает реальную, поэтому, даже при использовании более адекватной функции охлаждения интенсивность ударных волн будет занижена.

## 2.2. Околозвездный диск

По наблюдательным оценкам масса и размер околозвездного (протопланетного) диска системы UZ Tau E оценивается как  $M_d \geq 0.065 M_\odot$ ,  $40 \leq R_d \leq 100$  а.е. [14]. В модели мы рассматриваем только небольшую внутреннюю часть диска до радиуса 0.8 а.е., из которой идет аккреция на двойную звезду. Околозвездный диск считается кеплеровским с постоянной экваториальной плотностью и гидростатическим изотермическим вертикальным профилем плотности [15]. Структура диска определяется выражениями

$$\rho(r, z) = \rho_d \exp\left(-\frac{z^2}{H^2(r)}\right), \quad (2)$$

$$H(r) = \frac{c_s}{\omega_K(r)},$$

где  $c_s$  — скорость звука в диске при температуре  $T_d$ ,  $\omega_K$  — кеплеровская частота,  $r$  — расстояние до центра масс двойной звезды,  $\rho_d$  — экваториальная плотность диска,  $H$  — шкала высоты диска.

Область околозвездного диска ограничена цилиндрическим слоем с внутренним радиусом  $R_{\text{int}} = a$  и внешним  $R_{\text{ext}} = 5.2a$ . В начальный момент времени в области  $r > R_{\text{int}}$  распределение плотности соответствует (2), для  $r < R_{\text{int}}$  плотность определяется фоновым значением  $\rho_0$ . Распределение плотности, давления и скорости на поверхности  $r = R_{\text{ext}}$  используется как постоянное граничное условие. Область  $r > R_{\text{ext}}$  исключена из расчета.

Поле скорости внутри радиуса коротации в начальный момент соответствует твердотельному вращению с угловой скоростью двойной системы, а снаружи соответствует кеплеровскому полю диска. Под радиусом коротации понимается моментальное значение (в начальный момент времени) расстояния от центра масс системы, на котором скорость твердотельного вращения равна кеплеровской скорости для полной массы системы. Такое определение начального поля скорости позволяет избежать возникновения искусственных ударных волн в начале расчетов, что немного ускоряет достижение квазистационарного решения. Использование твердотельного поля скорости для этих целей не принципиально и является одним из простейших способов устранения потенциального источника артефактов в численном решении. Например, в моделях для расчетов во вращающейся системе отсчета, связанной с двойной звездой, где компоненты системы покоятся, более рациональным является использование для начальных условий непрерывного квазикеплеровского поля скорости, построенного для потенциала двойной системы (с учетом центробежного потенциала в случае вращающейся системы отсчета):  $\vec{v}(\vec{r}) = \sqrt{r_* |\vec{g}| / \vec{g}_*^2} (\Omega^{-1} \vec{\Omega} \times \vec{g}_*)$ ,  $r_* = \min(|\vec{r} - \vec{r}_1|, |\vec{r} - \vec{r}_2|)$ ,  $\vec{\Omega} = (0, 0, \Omega)$ ,  $\vec{g} = -\nabla\Phi$ ,  $\vec{g}_* = (g_0, g_1, 0)$ , где  $\Omega$  — угловая скорость орбитального движения в начальный момент времени,  $\vec{r}_1, \vec{r}_2$  — положения компонентов системы (см. раздел 2.3). Для лабораторной системы отсчета этот подход также справедлив, но менее значим ввиду нестационарности течения.

Темп аккреции в околозвездном диске также определяется вязкостью, как и в аккреционных дисках компонентов двойной системы. При том, что на внешней границе  $R_{\text{ext}}$  формально радиальная компонента скорости равна нулю, эффективный темп аккреции за счет численной вязкости внутри околозвездного диска достигает  $2.6 \times 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ . Здесь следует отметить, что конкретные значения темпов аккреции, полученные в результате моделирования, зависят от выбранного

масштаба плотности, и их абсолютные значения могут не согласовываться со свойствами реального объекта и наблюдательными оценками, значимыми являются отношения между темпами аккреции в различных элементах течения. Приводимые в описании результатов моделирования темпы аккреции и массообмена могут быть пропорционально пересчитаны для иной экваториальной плотности околозвездного диска  $\rho_d$ , чем использована в данной работе.

Гравитационный потенциал околозвездного диска в данной модели не учитывается. Поскольку внутри расчетной области помещается только малая внутренняя часть околозвездного диска ( $R_{\text{ext}} = 0.8 \text{ а.е.}$ ), учет самогравитации околозвездного диска в такой постановке невозможен. Введение стационарного гравитационного потенциала околозвездного диска требует определения самосогласованной модели диска, что также может быть некорректно для околозвездного диска, параметры которого допускают развитие локальной гравитационной неустойчивости. Кроме того, в непосредственной близости от двойной звезды движение вещества определяется, в первую очередь, гравитацией компонентов системы, поэтому использование в модели негравитирующего околозвездного диска считаем вполне допустимым. Тем не менее мы планируем в дальнейшем модифицировать модель для учета гравитации околозвездного диска в некотором приближении.

### 2.3. Орбитальное движение двойной звезды

Моделирование проведено в лабораторной системе отсчета, связанной с центром масс двойной звезды, в декартовой системе координат. Орбитальная плоскость ориентирована так, что совпадает с координатной плоскостью  $XU$ . Положение компонентов системы в орбитальной плоскости определяется радиусами-векторами (3):

$$\vec{r}_1 = \begin{pmatrix} -x_c a (\cos \xi - e) \\ -x_c a \sqrt{1 - e^2} \sin \xi \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\vec{r}_2 = \begin{pmatrix} (1 - x_c) a (\cos \xi - e) \\ (1 - x_c) a \sqrt{1 - e^2} \sin \xi \\ 0 \end{pmatrix},$$

где  $x_c$  — относительное положение центра масс системы  $x_c = M_2 / (M_1 + M_2)$ . Истинная аномалия  $\xi$  находится из уравнения (4), решаемого численно, например, методом простых итераций.

$$\xi = \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}} t + e \sin \xi. \quad (4)$$

### 2.4. Граничные условия для областей аккреции

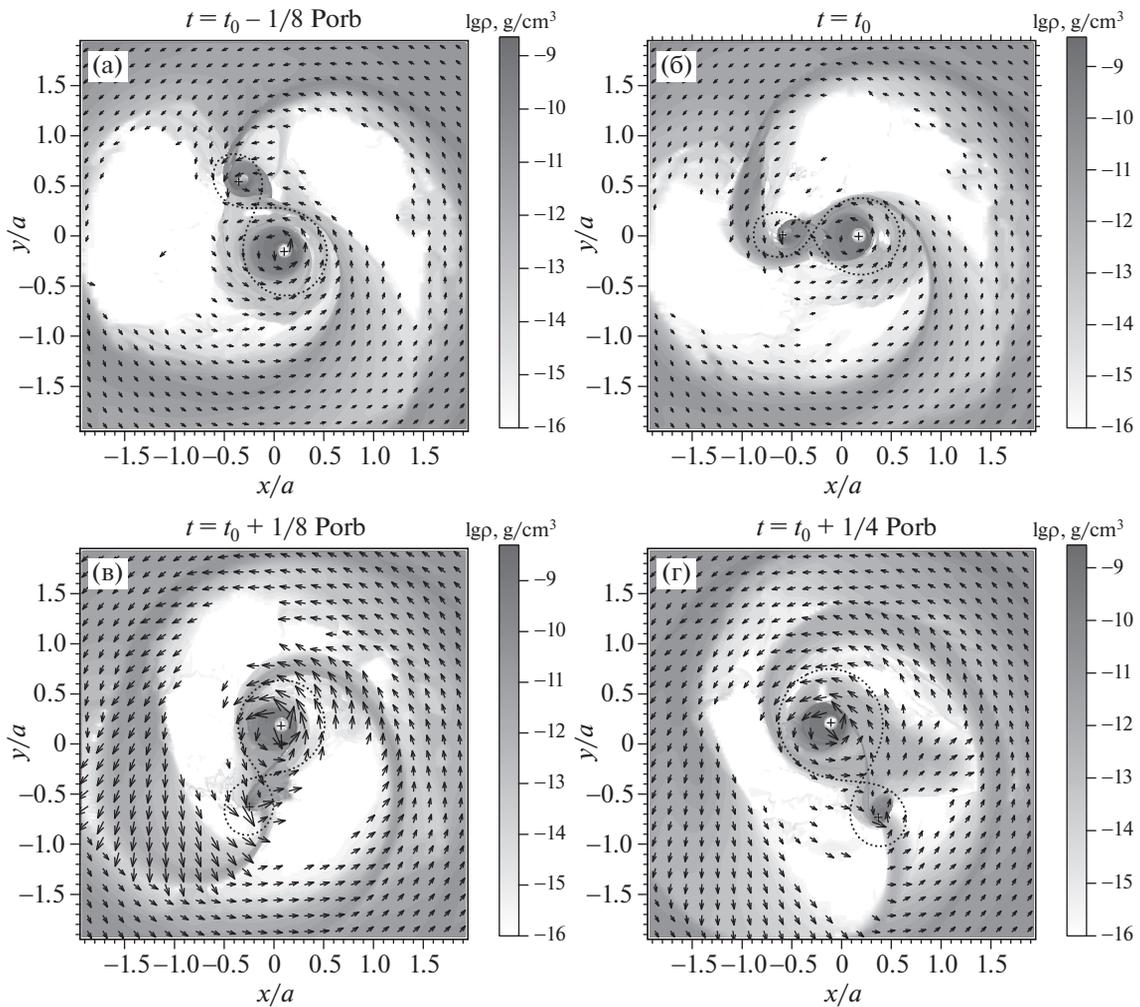
Компоненты двойной звезды представлены в модели в виде сферических аккреционных областей, на границе которых определено условие свободного втекания. Все вещество, пересекающее в движении поверхность аккреционной области, считается аккрецированным звездой. Строгая реализация условия свободного втекания требует ограничения нормальных к поверхности области аккреции компонент потоков газодинамических величин, но в сочетании с неточной аппроксимацией поверхности аккреционной области расчетной сеткой это может приводить к возникновению вакуумных областей вблизи границы и других численных артефактов. Поэтому в модели условие свободного втекания реализовано приближенно, через постоянные граничные условия  $\rho = \rho_0$ ,  $\vec{v} = 0$ ,  $P = P_0$ , где в качестве  $\rho_0$  и  $P_0$  выбираются минимальные ненулевые значения, много меньшие значимых величин в решении. Поскольку модель рассматривает движение компонент в лабораторной системе отсчета, компоненты системы и их аккреционные области перемещаются с течением времени, и внутри аккреционных областей оказываются различные части расчетной сетки. При этом возникает особая ситуация, когда ячейки расчетной сетки пересекают границу аккреционной области. Если ячейка сетки, находившаяся в один момент времени снаружи аккреционной области, в следующий момент времени оказывается внутри нее, вещество этой ячейки считается аккрецированным и учитывается в темпе аккреции. В противоположном случае, когда ячейка, находившаяся внутри зоны аккреции, оказывается снаружи, она заполняется значениями  $\rho_0$ ,  $\vec{v} = \vec{v}_{\text{orb}}$ ,  $P_0$ .

### 2.5. Параметры двойной системы

Для численного моделирования были использованы следующие параметры системы UZ Tau E [16, 17]: массы компонентов  $M_1 = 1.016 \pm 0.065 M_{\odot}$ ,  $M_2 = 0.294 \pm 0.027 M_{\odot}$ , их радиусы  $R_1 = 1 R_{\odot}$ ,  $R_2 = 0.376 R_{\odot}$ , большая полуось орбиты  $a = 32.821 R_{\odot}$ , эксцентриситет орбиты  $e = 0.237$ , температура околозвездного диска  $T_d = 10^3 \text{ К}$ , экваториальная плотность околозвездного диска  $\rho_d = 10^{-11} \text{ г/см}^3$ . Отношение масс компонентов составляет  $q = M_2 / M_1 \approx 0.28 \pm 0.01$ . Здесь и далее первичным компонентом будем считать более массивный компонент, а вторичным — менее массивный.

### 2.6. Параметры расчета

Квазистационарная картина течения была получена в результате моделирования в течение 23 орбитальных периодов системы ( $P_{\text{orb}}$ ) в области



**Рис. 1.** Структура оболочки на разные моменты времени, указанные в верхней части фрагмента. Нумерация фрагментов слева направо и сверху вниз. Фрагмент (а) для  $t_0 - 1/8 P_{\text{orb}}$  показывает минимум  $M_{1,2}$  и максимум  $M_{d,2}$ ; фрагмент (б) для  $t_0$  (периастр) соответствует началу интенсивного массообмена  $M_{d,2} \Rightarrow M_{d,1}$ ; фрагмент (в) для  $t_0 + 1/8 P_{\text{orb}}$  — первый пик  $M_{1,1}$ , максимум  $M_{d,1}$ ; фрагмент (г) для  $t_0 + 1/4 P_{\text{orb}}$  показывает минимум  $M_{1,2}$  и  $M_{d,2}$ , здесь происходит стабилизация  $M_{d,1}$ . Интенсивность цвета соответствует распределению плотности в десятичной логарифмической шкале, стрелками показаны векторы скорости в лабораторной системе отсчета.

$15a \times 15a \times 8a$  на регулярной неоднородной декартовой сетке  $780 \times 780 \times 340$  ячеек, в центральной области размером  $1.5a \times 1.5a \times 0.2a$  разрешение постоянное  $0.0025a$ , к периферии размер ячеек увеличивается в геометрической прогрессии с коэффициентом  $k_{x,y} = 1.05$  в орбитальной плоскости ( $XY$ ) и с коэффициентом  $k_z = 1.02$  в перпендикулярном направлении ( $Z$ ).

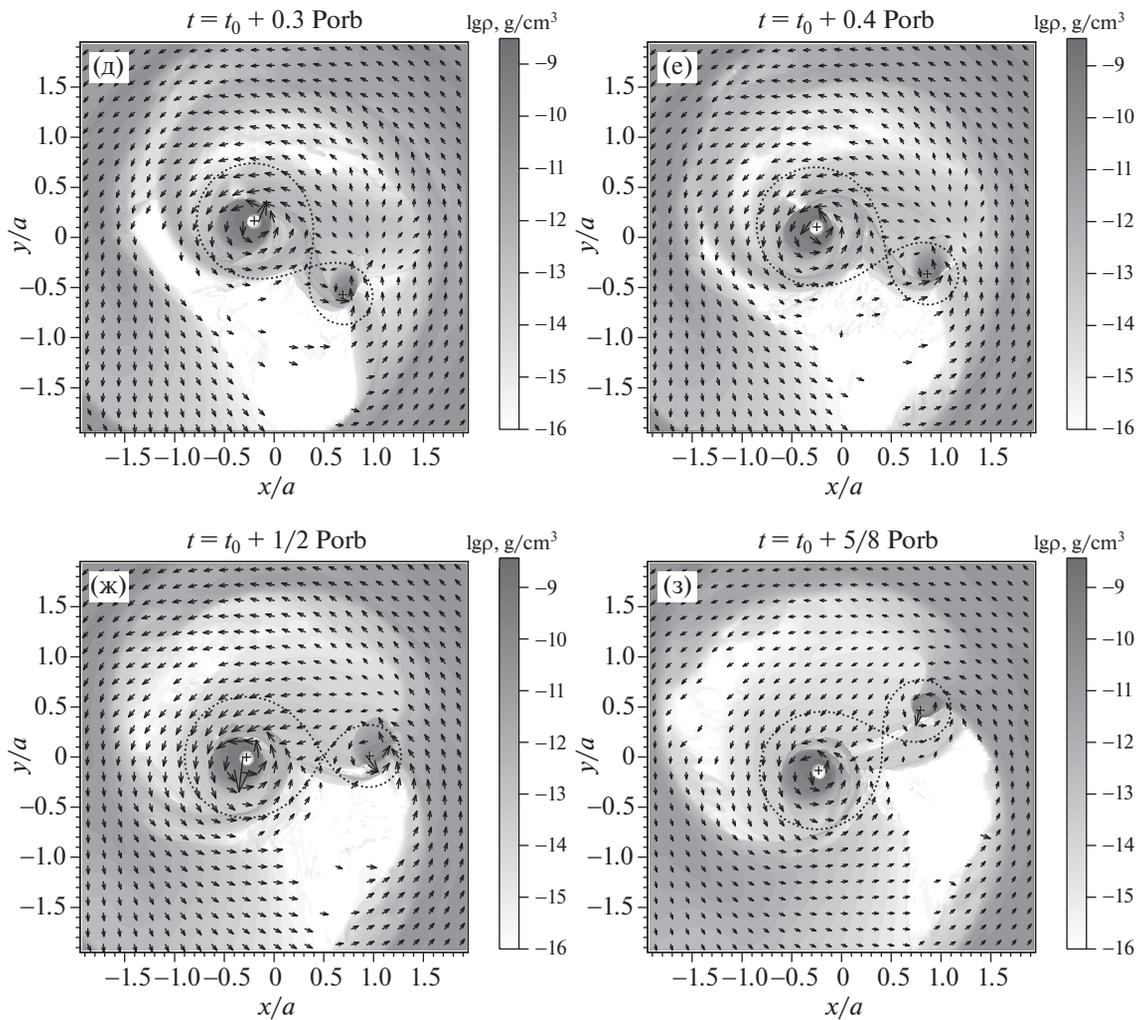
Для проведения моделирования были использованы ресурсы Межведомственного Суперкомпьютерного Центра<sup>1</sup> МВС-100К и МВС-10П.

Мы провели два расчета на сетках различного разрешения. Общая квазистационарная картина течения была получена в результате моделирования в течение 20 орбитальных периодов системы

$P_{\text{orb}}$  в области  $15a \times 15a \times 8a$  на регулярной неоднородной декартовой сетке  $300 \times 300 \times 140$  ячеек, в центральной области размером  $1.5a \times 1.5a \times 0.2a$  разрешение постоянное  $0.01a$ , к периферии размер ячеек увеличивается в геометрической прогрессии с коэффициентом  $k = 1.045$ . Радиус вторичного компонента в системе UZ Tau E оценивается как  $0.376 R_{\odot} (\approx 0.015a)$  и в модели с максимальным разрешением  $0.01a$  течение вблизи вторичного компонента системы оказалось неустойчивым из-за плохой аппроксимации границы компонента расчетной сеткой, что не позволило однозначно говорить о дисковой аккреции на вторичный компонент и адекватном темпе аккреции и массообмена с первичным компонентом.

Для уточнения структуры течения и более точного определения потоков в оболочке был проведен

<sup>1</sup> www.jscc.ru



**Рис. 2.** Структура оболочки на моменты времени, указанные в верхней части фрагмента. Нумерация фрагментов слева направо и сверху вниз. Фрагмент (д) для  $t_0 + 0.3P_{orb}$  показывает восстановление  $M_{d,2}$ ; фрагмент (е) для  $t_0 + 0.4P_{orb}$  соответствует началу второго пика  $\dot{M}_{1,2}$  и минимуму  $M_{d,2}$ ; фрагмент (ж) для  $t_0 + 1/2P_{orb}$  (апоастр) соответствует центру второго пика  $\dot{M}_{1,2}$ ; фрагмент (з) для  $t_0 + 5/8P_{orb}$  показывает окончание второго пика  $\dot{M}_{1,2}$ . Интенсивностью цвета показано распределение плотности в десятичной логарифмической шкале, стрелками — векторы скорости в лабораторной системе отсчета.

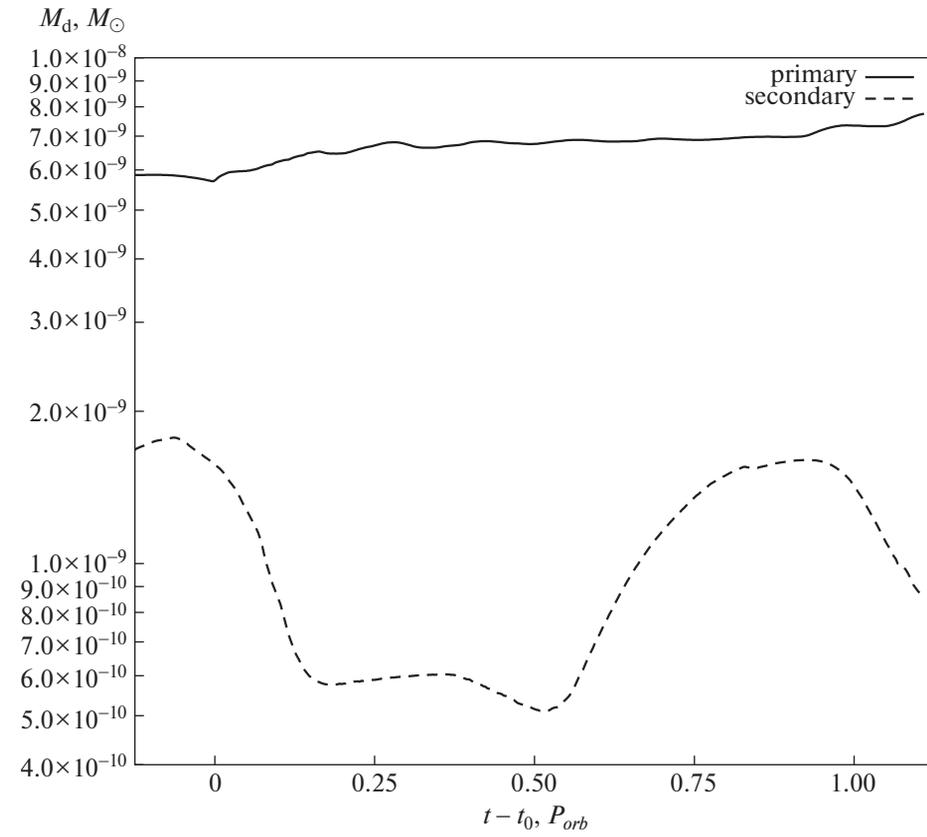
второй расчет в той же расчетной области на сетке с более высоким разрешением, в центральной области оно составило  $0.0025a$ , коэффициенты расширения сетки составили в орбитальной плоскости  $(XY)$   $k_{x,y} = 1.05$ , в перпендикулярном направлении  $k_z = 1.02$ , общее количество ячеек сетки было увеличено до  $780 \times 780 \times 340$ . В течение второго расчета было промоделировано еще 3 орбитальных периода.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

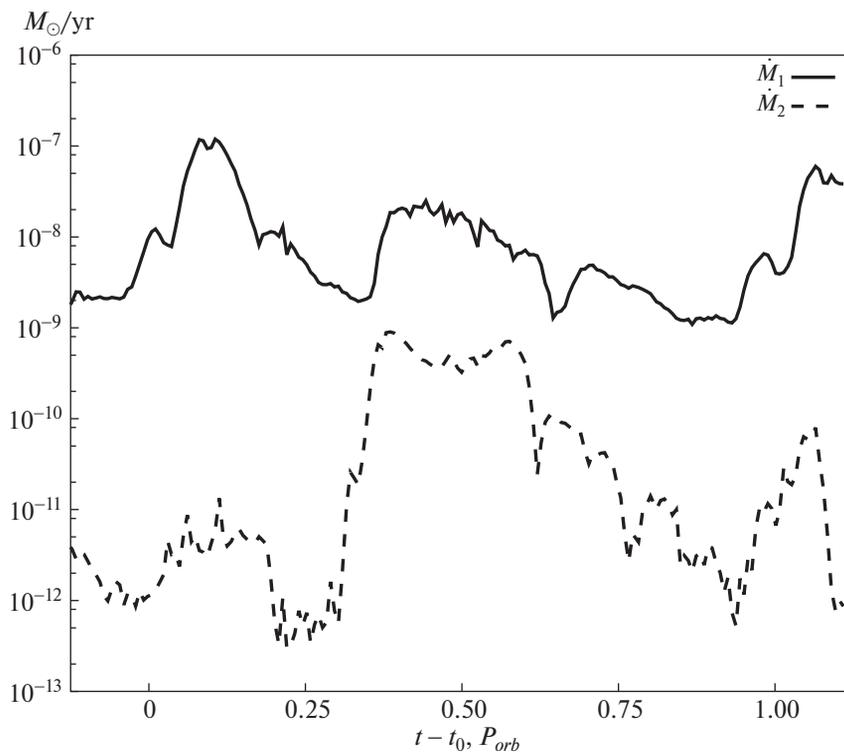
Околос звездная оболочка UZ Тау Е в общем виде состоит из тех же структурных элементов, что и оболочки других, исследованных ранее двойных звезд типа Т Тельца (см., напр., [2, 4, 5]), а именно:

внутренняя разреженная полость в протопланетном диске (т. н. “гэп”), спиральные аккреционно-декреционные рукава, околос звездные аккреционные диски компонентов системы, перемычка между аккреционными дисками и связанная с элементами оболочки система ударных волн (см. рис. 1, 2). Однако стоит отметить, что эволюция элементов околос звездной оболочки в течение орбитального периода специфична для UZ Тау Е ввиду ее орбитальных параметров. Массообмен между протопланетным диском и околос звездными аккреционными дисками компонентов носит сложный характер, что обусловлено малым отношением масс компонентов и существенным эксцентриситетом орбиты.

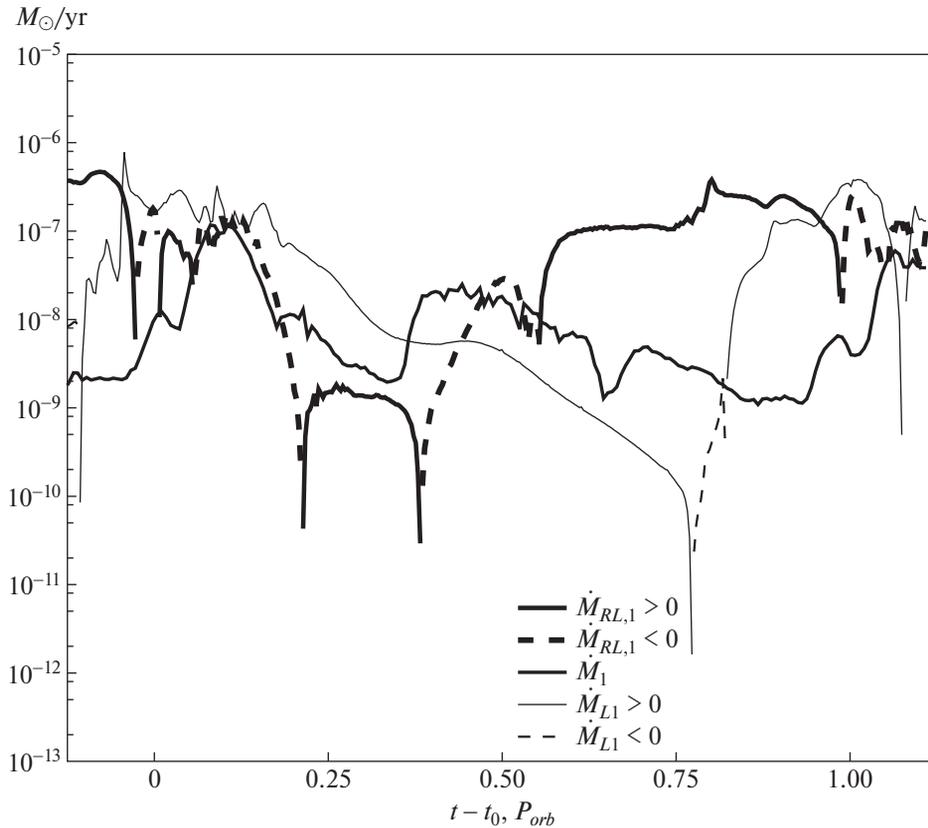
Для количественной оценки массообмена в системе UZ Тау Е по результатам расчета была



**Рис. 3.** Зависимость массы аккреционного диска первичного (сплошная линия) и вторичного (штриховая линия) компонентов двойной системы от орбитальной фазы при  $t_0 = 22P_{orb}$ .



**Рис. 4.** Темп аккреции на компоненты двойной системы.



**Рис. 5.** Темп втекания вещества в полость Роша первичного компонента  $\dot{M}_{RL,1}$  в сравнении с темпом аккреции  $\dot{M}_1$  и темпом массообмена между компонентами  $\dot{M}_{L1}$ . Положительные значения  $\dot{M}_{RL,1}$ ,  $\dot{M}_1$  соответствуют аккреции,  $\dot{M}_{L1}$  — потоку в направлении первичного компонента соответственно.

проведена оценка ряда величин (массы аккреционных дисков, темпы аккреции и массообмена) в течение нескольких орбитальных периодов системы. Течение в околозвездной оболочке носит периодический квазистационарный характер, поэтому без ограничения общности достаточно будет рассмотреть морфологию оболочки и ее изменение в течение одного орбитального периода.

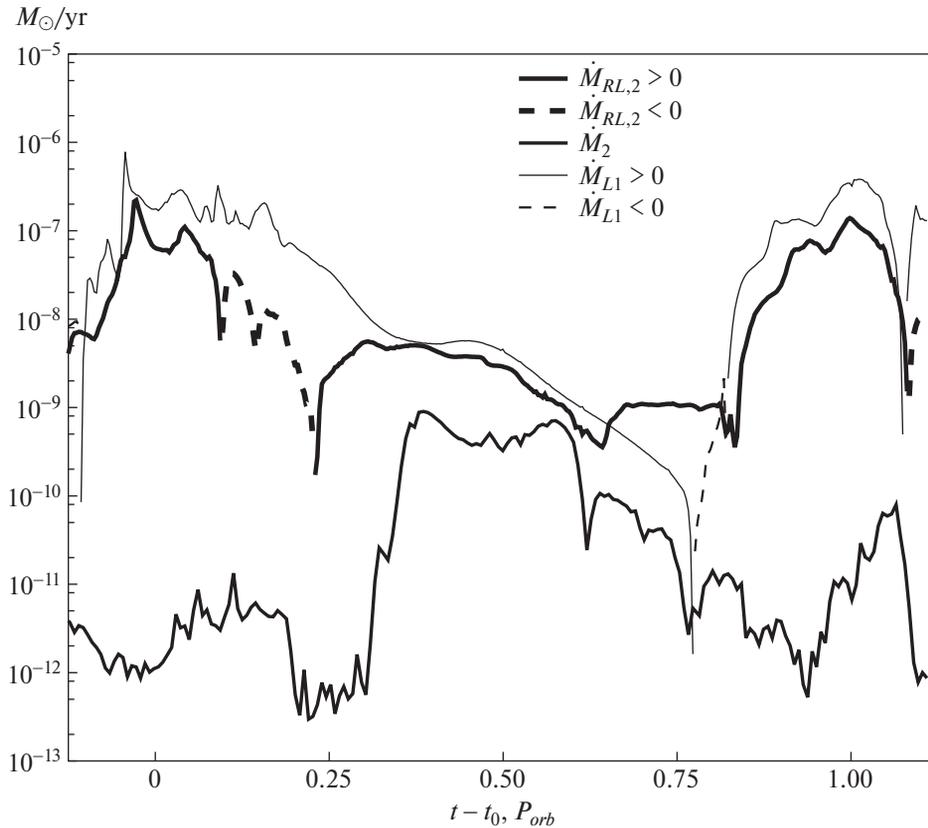
На рис. 3 показаны зависимости массы аккреционных дисков первичного  $M_{d,1}$  и вторичного  $M_{d,2}$  компонентов системы от времени. На рис. 4 показаны темпы аккреции на компоненты системы, а на рис. 5, 6 для сравнения приведены также потоки через поверхности полостей Роша компонентов системы  $\dot{M}_{RL,1}$ ,  $\dot{M}_{RL,2}$  и темп массообмена между компонентами системы (поток массы  $\dot{M}_{L1}$  через площадку  $S_{L1}$ , перпендикулярную орбитальной плоскости и линии апсид и проходящую через точку Лагранжа  $L_1$ ).

Представленный на графиках анализируемый интервал времени покрывает  $1.25P_{orb}$ , момент  $t_0$  соответствует периастру, а  $t_0 + 1/2P_{orb}$ , соответственно, апоастру.

Обратимся сначала к зависимости от времени масс аккреционных дисков и темпов аккреции,

показанных на рис. 3, 4, и выделим ряд орбитальных фаз, соответствующих особым точкам на этих графиках, связанных с началом, моментом наибольшей или наименьшей интенсивности или окончанием некоторых процессов, выраженных в изменении данных макроскопических параметров.

Масса аккреционного диска первичного компонента растет на  $\sim 1.1 \times 10^{-9} M_{\odot}$  в течение  $0.25P_{orb}$  после прохождения периастра и остается постоянной в течение оставшихся  $0.75P_{orb}$  до следующего прохождения периастра (см. рис. 3). Масса аккреционного диска вторичного компонента в минимуме составляет  $\sim 5 \times 10^{-10} M_{\odot}$ , после прохождения апоастра в последующие  $(0.4-0.45)P_{orb}$  практически до момента прохождения периастра она возрастает на  $\sim (0.8-1.0) \times 10^{-9} M_{\odot}$  и в последующие  $\sim (0.1-0.2)P_{orb}$  снова снижается до минимума и остается минимальной еще в течение  $\sim (0.3-0.4)P_{orb}$  до прохождения апоастра. В поведении массы аккреционного диска вторичного компонента заметен более тонкий эффект: после потери основной части вещества в окрестности периастра в течение  $\sim (0.25-0.3)P_{orb}$  масса диска сначала немного возрастает на  $\sim 1.5 \times 10^{-10} M_{\odot}$ , а затем быстро уменьшается на ту же величину.



**Рис. 6.** Темп втекания вещества в полость Роша вторичного компонента  $\dot{M}_{RL,2}$  в сравнении с темпом аккреции  $\dot{M}_2$  и темпом массообмена между компонентами  $\dot{M}_{L1}$ . Положительные значения  $\dot{M}_{RL,2}$ ,  $\dot{M}_2$  соответствуют аккреции,  $\dot{M}_{L1}$  — потоку в направлении первичного компонента соответственно.

ну за  $\sim(0.1-0.15)P_{orb}$ . Исходя из соответствующей этим моментам времени морфологии течения (см. рис. 2д) можно сделать вывод, что рост массы аккреционного диска вторичного компонента происходит за счет продолжающейся аккреции из оболочки и циркуляризации диска, а последующее уменьшение (см. рис. 2е) — вследствие центробежного разлета вещества с избыточным угловым моментом при приближении к апоастр.

В темпе аккреции на первичный компонент выделяется два импульса (см. рис. 4). Первый импульс приходится на момент разрушения аккреционного диска вторичного компонента (см. рис. 1в, 1г): при минимальном значении темпа аккреции  $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$  в пике длительностью  $\sim 0.1P_{orb}$  темп аккреции достигает  $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ . Второй импульс имеет длительность  $0.25P_{orb}$  и центрирован относительно момента прохождения апоастра (см. рис. 2д, 2е, 2ж), в нем темп аккреции достигает  $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ , в остальное время темп аккреции колеблется в интервале  $\sim(1-5) \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ . Аккреция на фазах  $t > t_0 + 1/4P_{orb}$  связана с аккрецией непосредственно из протопланетного диска, т.к. активного массообме-

на между аккреционными дисками в это время не происходит.

Темп аккреции на вторичный компонент имеет только один выраженный максимум в окрестности апоастра, совпадающий по времени со вторым импульсом для первичного компонента, но существенно отличающийся по величине. При минимальном значении  $10^{-12} M_{\odot}/\text{год}$  он возрастает до  $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$  в течение  $0.25P_{orb}$  и еще за такое же время плавно снижается до минимального значения. Это время между фазами  $t_0 + 0.4P_{orb}$  и  $t_0 + 5/8P_{orb}$  как раз соответствует времени формирования аккреционного диска (см. рис. 2д, 2е, 2ж). Что интересно, при разрушении аккреционного диска вторичного компонента в периастре темп аккреции на сам вторичный компонент спорадически возрастает до  $10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$ , но это значение существенно меньше  $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ , достигающегося при формировании (восстановлении) аккреционного диска.

В табл. 1 перечислены выделенные орбитальные фазы с кратким описанием особенности соответствующей временной точки. Морфология течения в околозвездной оболочке на выделенных орбитальных фазах показана на рис. 1, 2. Уровень интенсив-

**Таблица 1.** Выделенные по результатам моделирования орбитальные фазы, отмечающие моменты изменения морфологии околозвездной оболочки

Орбитальная фаза	Особенность	Рис. №
$t_0 - 1/8P_{\text{orb}}$	минимум $\dot{M}_{1,2}$ , максимум $M_{d,2}$	1а
$t_0$	начало массообмена $M_{d,2} \Rightarrow M_{d,1}$	1б
$t_0 + 1/8P_{\text{orb}}$	первый пик $\dot{M}_1$ , максимум $M_{d,1}$	1в
$t_0 + 1/4P_{\text{orb}}$	минимум $\dot{M}_{1,2}$ и $M_{d,2}$ , стабилизация $M_{d,1}$	1г
$t_0 + 1/3P_{\text{orb}}$	восстановление $M_{d,2}$	2д
$t_0 + 2/5P_{\text{orb}}$	начало второго пика $\dot{M}_{1,2}$ , минимум $M_{d,2}$	3е
$t_0 + 1/2P_{\text{orb}}$	центр второго пика $\dot{M}_{1,2}$	3ж
$t_0 + 5/8P_{\text{orb}}$	окончание второго пика $\dot{M}_{1,2}$	3з

Примечание. Момент  $t_0$  соответствует периастру.  $M_{d,1}$ ,  $M_{d,2}$  — массы аккреционных дисков,  $\dot{M}_1$ ,  $\dot{M}_2$  — темпы аккреции на компоненты системы.

ности цвета отображает распределение плотности вещества, стрелки показывают векторы скорости, штриховой линией отмечено положение полостей Роша компонентов двойной системы. Хотя течение в околозвездной оболочке и является принципиально трехмерным, но для большей наглядности ограничимся рассмотрением двумерных распределений газодинамических величин в орбитальной плоскости системы, т.к. в плоскости орбиты расположены наиболее значимые элементы течения, имеющие небольшую шкалу высоты.

Вторичный компонент системы, обращаясь в ходе орбитального движения ближе к краю протопланетного (circumbinary) диска, вызывает в нем приливную волну. При прохождении апоастра в течение  $1/4P_{\text{orb}}$  из вещества в области приливной волны происходит формирование аккреционного диска вторичного компонента. Несмотря на движение в более плотной среде и с большей орбитальной скоростью, чем у первичного компонента, темп аккреции остается в лучшем случае на 1–2 порядка меньше, чем у первичного компонента (см. рис. 4). Через  $1/2P_{\text{orb}}$  при прохождении периастра аккреционный диск вторичного компонента частично или полностью разрушается возникающими при столкновении гало аккреционных дисков первичного и вторичного компонентов ударными волнами. Вблизи периастра наиболее удаленные от звезды части аккреционного диска вторичного компонента оказываются вне его полости Роша и накопленное в этой области вещество оболочки ассимилируется аккреционным диском первичного компонента (см. рис. 1а, 1б, 1в). Первичный же компонент находится близко к центру масс двойной системы и соответственно центру “гэпа” и обладает устойчивым аккреционным диском.

За один орбитальный период в полость Роша первичного компонента из околозвездной обо-

лочка попадает масса вещества  $\Delta M_{\text{RL},1} \approx 2.9 \times 10^{-9} M_{\odot}$ , что немного меньше, чем массообмен между оболочками первичного и вторичного компонентов  $\Delta M_{L1} \approx 3.1 \times 10^{-9} M_{\odot}$ , т.к. часть вещества, формально учитываемая в темпе массообмена, остается в оболочке вне полости Роша первичного компонента (см. рис. 5). В полость Роша вторичного компонента (см. рис. 6) за орбитальный период из оболочки перетекает вещество массой  $\Delta M_{\text{RL},2} \approx 2.1 \times 10^{-9} M_{\odot}$ , из которой сам вторичный компонент аккрецирует всего  $\Delta M_2 \approx 0.7 \times 10^{-9} M_{\odot}$ . При этом масса аккреционного диска вторичного компонента за орбитальный период циклически изменяется на  $\Delta M_{d,2} \approx 1.4 \times 10^{-9} M_{\odot}$ , оставаясь в минимуме на уровне  $M_{d,2} \approx 5 \times 10^{-10} M_{\odot}$ . Это означает, что все вещество, которое вторичный компонент не аккрецировал,  $\Delta M_{\text{RL},2} - \Delta M_2 = 1.4 \times 10^{-9} M_{\odot}$ , участвует в обмене масс между компонентами и составляет существенную часть  $\Delta M_{L1}$  и  $\Delta M_{\text{RL},1}$ . Таким образом, приблизительно 28% от общего темпа аккреции на двойную систему и 48% от темпа аккреции на первичный компонент переносится посредством аккреционного диска вторичного компонента путем его периодического формирования в апоастре и частичного разрушения в периастре при столкновении с аккреционным диском первичного компонента. Приведенные выше оценки позволяют заключить, что в системе UZ Tau E реализуется механизм опосредованной (“челночной”) аккреции, носящей периодический импульсный характер, при котором вторичный компонент накапливает вещество околозвездной оболочки в своем аккреционном диске, но сам его не аккрецирует, а “сбрасывает” в аккреционный диск первичного компонента.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено трехмерное численное моделирование газодинамики околосредней оболочки классической двойной звезды типа Т Тельца UZ Tau E. В расчетной области, включающей в себя саму двойную систему и внутреннюю часть протопланетного диска, получены детальные распределения газодинамических величин с высоким пространственным и временным разрешением,  $\langle \delta t \rangle \approx 3 \times 10^{-3} P_{\text{orb}}$ .

По результатам моделирования изучены морфология и динамика течения, оценены темпы массообмена между элементами течения.

Проведенный анализ позволяет предположить наличие в двойной звезде с параметрами UZ Tau E наличие механизма импульсной “челночной” аккреции, суть которого в том, что аккреция из протопланетного диска идет преимущественно на более массивный первичный компонент системы не только непосредственно, но и через аккреционный диск менее массивного вторичного компонента.

Аккреционный диск вторичного компонента в течение орбитального периода проходит полный цикл от формирования до частичного разрушения, аккрецируя вещество с края протопланетного диска в апоастре и сбрасывая его в аккреционный диск первичного компонента в периастре. Посредством этого механизма переносится приблизительно 28% от общего темпа аккреции на двойную звезду, и 48% от темпа аккреции на первичный компонент. В отношении эволюции системы этот результат означает, что отношение масс компонентов  $q$  со временем будет уменьшаться. Такой же механизм аккреции может иметь место и в других двойных звездах Т Тельца, близких по параметрам  $q$  и  $e$  к системе UZ Tau E.

Наибольший интерес представляют такие системы, как TWA 3A [18] и DQ Tau [19], у которых наблюдается схожий тип переменности блеска. Эти двойные звезды близки по массам компонентов и, в меньшей степени, по эксцентриситету орбиты к UZ Tau E ( $M = M_1 + M_2 = 1.314 M_{\odot}$ ,  $P = 19^d$ ,  $q = 0.29$ ,  $e = 0.237$ ), для TWA 3A ( $M = M_1 + M_2 = 1.11 M_{\odot}$ ,  $P = 34^d$ ,  $q = 0.841$ ,  $e = 0.628$ ), для DQ Tau ( $M = M_1 + M_2 = 1.22 M_{\odot}$ ,  $P = 15.8^d$ ,  $q = 0.936$ ,  $e = 0.568$ ). Однако между названными системами имеется важное отличие. В двойных системах с отношением масс, близким к 1, таких как АК Sco [7, 8], близкий проход в периастре приводит к частичному разрушению аккреционных дисков обоих компонентов, в то время как у UZ Tau E существенные изменения претерпевает только аккреционный диск вторичного, более легкого компонента.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке КП19-270 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с

применением методов наземных наблюдений и космических исследований” с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук (МСЦ РАН).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Artymowicz and S. H. Lubow, *Astrophys. J.* **467**, L77 (1996).
2. A. M. Fateeva, D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, and A. Y. Sytov, *Astrophys. Space Sci.* **335**, 125 (2011).
3. A. Y. Sytov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaigorodov, *Astron. Rep.* **60**, 99 (2016).
4. A. Y. Sytov, P. V. Kaigorodov, A. M. Fateeva, and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.* **55**, 793 (2011).
5. P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, A. M. Fateeva, and A. Y. Sytov, *Astron. Rep.* **54**, 1078 (2010).
6. M. de Val-Borro, G. F. Gahm, H. C. Stempels, and A. Pepliński, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **413**, 2679 (2011).
7. A. I. Gymez de Castro, J. Lypez-Santiago, A. Talavera, A. Y. Sytov, and D. V. Bisikalo, *Astrophys. J.* **766**, id. 62 (2013).
8. A. I. Gymez de Castro, R. O. P. Loyd, K. France, A. Sytov, and D. Bisikalo, *Astrophys. J.* **818**, id. L17 (2016).
9. D. J. Mucoz and D. Lai, *Astrophys. J.* **827**, id. 43 (2016).
10. A. F. Nelson and F. Marzari, *Astrophys. J.* **827**, id. 93 (2016).
11. E. L. N. Jensen, S. Dhital, K. G. Stassun, J. Patience, W. Herbst, F. M. Walter, M. Simon, and G. Basri, *Astron. J.* **134**, 241 (2007).
12. D. R. Ardila, C. Johns-Krull, G. J. Herczeg, R. D. Mathieu, and A. Quijano-Vodniza, *Astrophys. J.* **811**, id. 131 (2015).
13. Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, А. А. Боярчук, *Газодинамика тесных двойных звезд* (М.: Физматлит, 2013).
14. A. Tripathi, S. M. Andrews, T. Birnstiel, C. J. Chandler, et al., *Astrophys. J.* **861**, id. 64 (2018).
15. P. J. Armitage, *Astrophysics of Planet Formation* (Cambridge University Press, 2010).
16. L. Prato, M. Simon, T. Mazeh, S. Zucker, and I. S. McLean, *Astrophys. J.* **579**, L99 (2002).
17. M. Simon, A. Dutrey, and S. Guilloteau, *Astrophys. J.* **545**, 1034 (2000).
18. B. M. Tofflemire, R. D. Mathieu, G. J. Herczeg, R. L. Akeson, and D. R. Ciardi, *Astrophys. J.* **842**, id. L12 (2017).
19. B. M. Tofflemire, R. D. Mathieu, D. R. Ardila, R. L. Akeson, D. R. Ciardi, C. Johns-Krull, G. J. Herczeg, and A. Quijano-Vodniza, *Astrophys. J.* **835**, id. 8 (2017).