

УДК 524.3-87:52-17

# СТРУКТУРА ОКОЛОЗВЕЗДНОГО ОКРУЖЕНИЯ CQ TAU В ПРИСУТСТВИИ КОМПАЬОНА НА ВЫТЯНУТОЙ ОРБИТЕ

© 2025 Т. В. Демидова<sup>1\*</sup><sup>1</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, 298409 РоссияПоступила в редакцию 13 августа 2024 года; после доработки 15 сентября 2024 года;  
принята к публикации 19 сентября 2024 года

Существуют косвенные признаки присутствия компаньона вблизи звезды CQ Тау. В изменениях блеска обнаружен период 10 лет. На изображении диска наблюдается обширная полость размером около 25 а.е., окруженная пылевым кольцом с максимумом распределения вблизи 53 а.е. Было выполнено моделирование взаимодействия пыли и газа в окрестностях звезды с параметрами CQ Тау в предположении существования компаньона на орбите с периодом 10 лет. Было показано, что звезда класса М на сильно вытянутой орбите способна сформировать область пониженной плотности вокруг центра масс системы с размером, близким к наблюдаемому. Однако пылевая кольцеобразная структура в таком случае расположена заметно ближе к звезде, чем обнаружено в наблюдениях. Были получены свидетельства того, что массивная планета на внешней относительно двойной системы орбите может сформировать кольцеобразную пылевую структуру на расстоянии, соответствующем наблюдаемому.

Ключевые слова: *методы: численные — гидродинамика — протопланетные диски — взаимодействия планета–диск — звезды: двойные: тесные — звезды: отдельные: CQ Тау*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Звезда CQ Тау является одной из самых ярких и близких к нам звезд типа UX Ori (Hammond et al., 2022) и одновременно самым активным членом этого семейства. Фотометрические свойства этой звезды и краткая история ее исследований подробно описаны в недавней статье Grinin et al. (2023). В ней показано, что в изменениях блеска CQ Тау присутствует период 10 лет, заподозренный ранее в работе Shakhovskoj et al. (2005). Он свидетельствует о существовании сильных периодических возмущений во внутренней области околозвездного диска, вызванных движением компаньона.

Косвенным указанием на существование компаньона является обширная полость в околозвездном диске звезды, обнаруженная по наблюдениям в миллиметровом диапазоне с помощью интерферометра ALMA<sup>1</sup> (Tripathi et al., 2017; Ubeira Gabellini et al., 2019; Wölfer et al., 2021). Анализ интерферометрических наблюдений в континууме ( $\lambda = 1.3$  мм) показал (Ubeira Gabellini et al., 2019), что полость простирается в диске от 15 до 25 а.е. от центра. Поскольку излучение диска в миллиметровом диапазоне формируется крупными частицами с характерным размером порядка 1 мм, то

эта полость свидетельствует о дефиците крупных частиц. По данным этой же работы размер газовой полости, определяемый по линиям молекулы CO, несколько меньше.

В работе Ubeira Gabellini et al. (2019) показано, что массивная планета на круговой орбите с большой полуосью  $a_p = 20$  а.е. может расчистить кольцеобразную полость, внешняя граница которой соответствует наблюдаемой у CQ Тау. Однако в центральной части диска радиусом около 15 а.е. пыль и газ сохраняются. Таким образом, массивная планета не может образовать полость, наблюдаемую на изображении CQ Тау. К тому же орбитальный период планеты в такой модели  $P_p \approx 67$  лет, поэтому она не может объяснить колебания блеска звезды с периодом 10 лет.

В данной работе рассматривается модель, в которой компаньон CQ Тау вращается вокруг звезды с периодом  $P = 10$  лет. В таком случае большая полуось орбиты будет зависеть от массы компаньона, однако она заметно меньше размеров наблюдаемой полости ( $a \sim 6$  а.е.). В работе Artymowicz and Lubow (1994) было показано, что с ростом эксцентриситета растет размер полости, которую может расчистить двойная система. Кроме того, периодические вариации колонковой плотности на луче зрения, вызванные динамикой вещества во внутренней относительно орби-

\*E-mail: proxima1@list.ru

<sup>1</sup>Atacama Large Millimeter Array

ты части диска, возможны только в случае эксцентрической орбиты двойной системы (Demidova and Grinin, 2017). Наблюдения также показывают косвенные свидетельства присутствия невидимого близкого компаньона на расстоянии 2–8 а.е. на эксцентрической орбите (Hammond et al., 2022). Поэтому при моделировании предполагается, что орбита компаньона имеет большой эксцентриситет.

## 2. МОДЕЛЬ

В статье анализируется модель системы, состоящей из звезды с массой  $M_1 = 1.67 M_\odot$ , радиусом  $R_1 = 2.2 R_\odot$  и температурой  $T_1 = 6900$  К и маломассивного компаньона массой  $M_2$  (варьируется), которые погружены в газо-пылевой диск. Предполагалась вытянутая орбита компаньона, эксцентриситет которой также варьируется, с орбитальным периодом  $P = 10$  лет. В начальный момент времени звезда и компаньон располагались в апоастре на оси  $x$ , которая была направлена от звезды к компаньону. Начало координат соответствует центру масс двойной системы.

Кроме описанной выше модели изучалась также модель с планетой, вращающейся вокруг двойной системы. В этом случае в систему добавлена точечная масса  $m_p$ , которая гравитационно воздействует на вещество диска, но не оказывает влияния на движение двойной звезды. Орбита планеты описывается параметрами:  $a_p$  — большая полуось,  $e_p$  — эксцентриситет,  $\omega_p$  — аргумент перигея. Ее начальное положение определяется значением истинной аномалии  $f_p$ . Орбита планеты предполагалась компланарной орбите двойной системы и экваториальной плоскости диска.

В начальный момент времени вещество диска распределено в пределах  $r_{\text{in}} = 0.5$  а.е.,  $r_{\text{out}} = 100$  а.е. по стандартному закону распределения плотности, описанному в Dutrey et al. (1994):

$$\rho(r, z, 0) = \frac{\Sigma}{\sqrt{2\pi}H(r)} \exp \left[ -\frac{z^2}{2H^2(r)} \right], \quad (1)$$

где  $r$  — это расстояние от центра масс двойной системы в плоскости диска (цилиндрический радиус), а  $z$  — расстояние от плоскости диска.

Поверхностная плотность в диске определялась в соответствии с законом, принятым в работе Ubeira Gabellini et al. (2019):

$$\Sigma(r, 0) = \Sigma(r_0, 0) \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-\gamma} \exp \left[ -\left( \frac{r}{r_0} \right)^{2-\gamma} \right], \quad (2)$$

где  $\gamma = 0.3$ ,  $\Sigma(r_0, 0) = 2.5 \text{ г см}^{-2}$  для газа и  $\gamma = -0.7$ ,  $\Sigma(r_0, 0) = 0.85 \text{ г см}^{-2}$  для пыли 1 мм,  $r_0 = 56$  а.е.

Полутолщина диска для газа определяется формулой:

$$H(r) = h_c \left( \frac{r}{r_0} \right)^\psi r, \quad (3)$$

где  $h_c = 0.125$ ,  $\psi = 0.05$ ; для пыли —  $H_d(r) = \chi H(r)$ , где  $\chi = 0.2$  (Ubeira Gabellini et al., 2019). Диск предполагается изотермичным по вертикали. Зависимость температуры от расстояния до звезды не менялась со временем и задавалась таким образом, чтобы выполнялось соотношение (3).

## 3. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Газодинамические расчеты проводились с использованием метода SPH, лежащего в основе космологического кода GADGET-2<sup>2</sup> (Springel et al., 2001; Springel, 2005), модифицированного для протопланетных дисков (Demidova, 2016). В расчетах задействовано  $5 \times 10^5$  частиц со свойствами газа и  $5 \times 10^5$  пылевых частиц. Реализация схемы, описывающей взаимодействие газа и пыли (Monaghan and Kocharyan, 1995), представлена в работе Demidova et al. (2023). Учитывались вязкость и самогравитация диска.

При расчетах перенос углового момента в диске осуществлялся за счет введения численной вязкости, для которой задавались следующие параметры:  $\alpha_{\text{SPH}} = 0.2$ ,  $\beta_{\text{SPH}} = 0$ . Турбулентная вязкость в таком случае определяется как  $\nu = 0.1 c_s h \alpha_{\text{SPH}}$  (Price, 2012), где  $c_s$  — скорость звука, определенная в пределах сферы, ограниченной длиной сглаживания  $h$  в методе SPH. Таким образом, параметр вязкости Шакуры–Сюняева  $\alpha_{\text{SS}}$  (Shakura and Sunyaev, 1973) не является постоянным и связан с  $\alpha_{\text{SPH}}$  соотношением  $\alpha_{\text{SS}} = 0.1 \alpha_{\text{SPH}} h / H(r)$ . В невозмущенном диске значение  $\alpha_{\text{SS}}$  меняется в пределах от 0.006 до 0.0001.

Для трехмерных расчетов переноса излучения использовался код RADMC-3D<sup>3</sup> (Dullemond et al., 2012). Расчетная область была разделена на  $200 \times 30 \times 90$  ячеек в сферических координатах  $(R, \theta, \varphi)$ , внутри которых было определено среднее значение плотности SPH-частиц газа и, отдельно, пыли. Предполагалось, что масса мелкой пыли (0.1 мкм) равна  $4.9 \times 10^{-5} M_\odot$ , а общая масса крупной пыли (1 мм) составляет  $2.3 \times 10^{-4} M_\odot$  (Ubeira Gabellini et al., 2019). В расчетах прямого и рассеянного излучения принимали участие  $10^9$  фотонов. Непрозрачность пыли для магниево-железных силикатов (Dorschner et al., 1995) рассчитывалась по теории Ми (Mie, 1908),

<sup>2</sup><https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/gadget/>

<sup>3</sup><https://www.ita.uni-heidelberg.de/dullemond/software/radmc-3d/>

с помощью кода, включенного в пакет **RADMC-3D** (Bohren and Huffman, 1998). Предполагалось, что диск наклонен на угол  $i = 35^\circ$ , позиционный угол  $PA = 55^\circ$ , объект расположен на расстоянии  $d = 162$  пк (Ubeira Gabellini et al., 2019).

Расчетные потоки излучения использовались для моделирования изображений, которые потенциально можно получить при наблюдениях с помощью радиоинтерферометра ALMA. Моделирование проведено с помощью симулятора **CASA 6.5<sup>4</sup>** (Petty et al., 2012). Расчеты выполнялись на длине волны 1.3 мм (Band 6) для положения CQ Tau  $\alpha = 05^h 35^m 58^s.46712$ ,  $\delta = +24^\circ 44' 54''.0864$ , полоса пропускания для наблюдателя в континууме равна 6.8 ГГц, время экспозиции около 1<sup>h</sup> (соответствует наблюдениям 2017.1.01404.S, PI: L. Testi). Конфигурация антенны, при которой размер луча (beam) был около 0''.15, соответствовала Циклу 5 (5.7 из доступных конфигураций **CASA**). Тепловой шум был добавлен с помощью опции **tsys-atm** пакета **CASA**, при этом осаждаемый водяной пар  $PWV = 0.6$ .

Расчеты долговременной динамики безмассовых частиц в окрестностях двойной системы для поиска устойчивой орбиты общей планеты были выполнены с помощью алгоритма Булирша–Штера (Stoer and Bulirsch, 1980; Press et al., 1992). Реализация метода детально описана в работе Demidova (2022).

## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 4.1. Двойная система

Были выполнены расчеты динамики газовых и пылевых частиц в гравитационном поле звезды ( $M_1 = M_\odot$ ) с компаньоном на вытянутой орбите с периодом  $P = 10$  лет в течение 100 орбитальных периодов. Рассматривалась модель с массой компаньона  $M_2 = 0.1 M_\odot$ , в которой варьировался эксцентриситет:  $e = 0.1, 0.5, 0.9$ . Расчеты показали, что движение компаньона по орбите приводит к формированию области пониженной плотности газа и полости в распределении пылевых частиц в центральной части диска (рис. 1). Размер полости увеличивается с ростом эксцентриситета, а ее форма становится асимметричной относительно центра масс системы (рис. 2а). Однако даже при экстремальном эксцентриситете  $e = 0.9$  размер полости получается в 1.4 раза меньше наблюдаемой у CQ Tau.

В следующем классе моделей рассматривался случай сильно вытянутой орбиты с  $e = 0.9$ , при этом варьировалась масса компаньона  $M_2 = 0.1, 0.25, 0.5 M_\odot$ . При наличии такого компаньона с массой  $M_2 = 0.5 M_\odot$  максимальная

скорость звезды в периастре достигает примерно  $18.1 \text{ км с}^{-1}$ , с учетом угла наклона диска  $i = 35^\circ$  лучевая скорость ( $v \sin i$ ) достигает значения  $10.4 \text{ км с}^{-1}$ . Данная величина находится в пределах локального кинематического эталона покоя (LSRK):  $15 \pm 2 \text{ км с}^{-1}$  (Hammond et al., 2022).

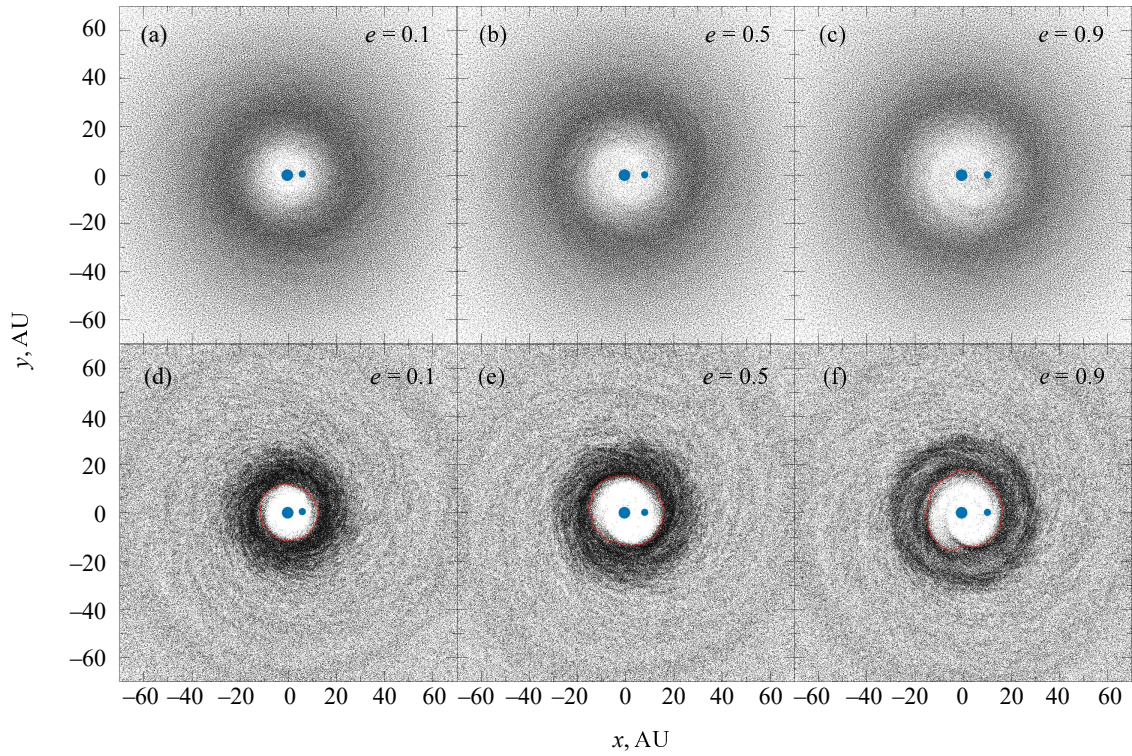
Расчеты показали, что с увеличением массы компаньона растет размер и увеличивается асимметрия полости (рис. 2б). Это связано также с увеличением большой полуоси двойной системы, которая составляет  $a(0.1 M_\odot) \approx 5.61 \text{ а.е.}$ ,  $a(0.25 M_\odot) \approx 5.77 \text{ а.е.}$ ,  $a(0.5 M_\odot) \approx 6.01 \text{ а.е.}$  В случае наиболее массивного компаньона  $M_2 = 0.5 M_\odot$  размер полости может достигать 24 а.е. На рис. 3 видно, что с увеличением массы компаньона убывает доля газа, проникающего в полость. Так, в случае компаньона  $M_2 = 0.1 M_\odot$  через 100 его оборотов внутри большой полуоси сохраняется 4.7% первоначального газа при  $M_2 = 0.25$  — 2.1% и при  $M_2 = 0.5$  — 1.5%.

Несмотря на присутствие газа, крупные пылинки подвержены влиянию резонансов. Поэтому с увеличением массы компаньона расширяется коорбитальная хаотическая зона, внутри которой происходит сгущение резонансов средних движений (Morrison and Malhotra, 2015; Demidova and Shevchenko, 2020). На рис. 1, 3 видно, что вблизи границы хаотической зоны формируется плотное пылевое кольцо. Его возникновение, по-видимому, связано с тем фактом, что пылинки, увлекаемые газом, движутся к центру системы, а наличие хаотической зоны препятствует их дальнейшему движению, что, в свою очередь, приводит к накоплению пыли у ее границы.

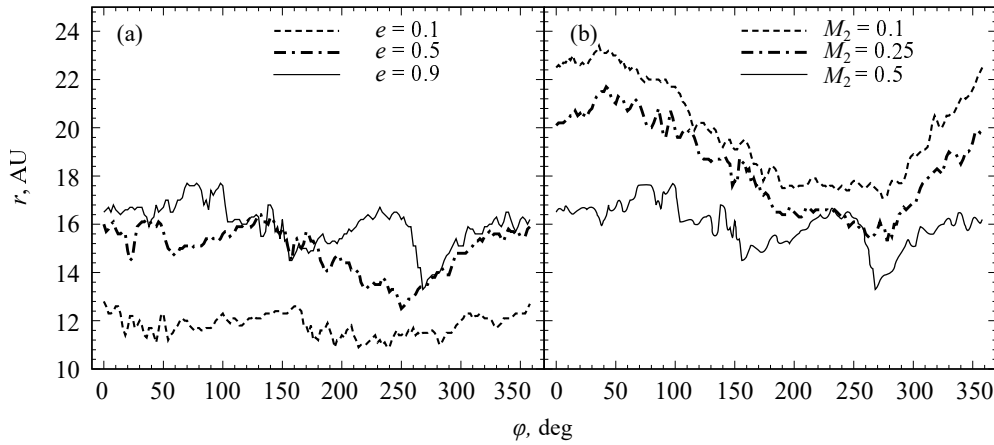
Для модели с параметрами  $M_2 = 0.5 M_\odot$  и  $e = 0.9$  были выполнены расчеты долговременной динамики пыли и газа до  $T = 500 P = 5000$  лет. На рис. 4а показан размер полости в зависимости от азимутального угла. Видно, что размер полости немного меняется со временем, однако форма зависимости сохраняется. Было выбрано азимутальное направление  $\varphi = 40^\circ \pm 5^\circ$  вблизи максимума данной зависимости, в пределах которого была получена зависимость поверхностной плотности пыли от расстояния от центра масс. На рис. 4б видно, что со временем пыль с периферии диска смещается к центру системы и накапливается в кольцеобразной структуре. При этом форма зависимости поверхностной плотности от расстояния может быть аппроксимирована распределением Гаусса.

В работе Ubeira Gabellini et al. (2019) было показано, что распределение пыли в кольцеобразной структуре, наблюдаемой в миллиметровом

<sup>4</sup><https://casa.nrao.edu/>



**Рис. 1.** Проекция положения газовых (панели (a)–(c)) и пылевых (панели (d)–(f)) частиц на плоскость диска в модели двойной системы с массой компаньона  $M_2 = 0.1$  и эксцентриситетом  $e = 0.1$  (панели (a), (d)),  $e = 0.5$  (панели (b), (e)) и  $e = 0.9$  (панели (c), (f)) в момент времени  $T = 1000$  лет  $= 100 P$ . Красной линией показан размер полости из рис. 2 для соответствующей модели.



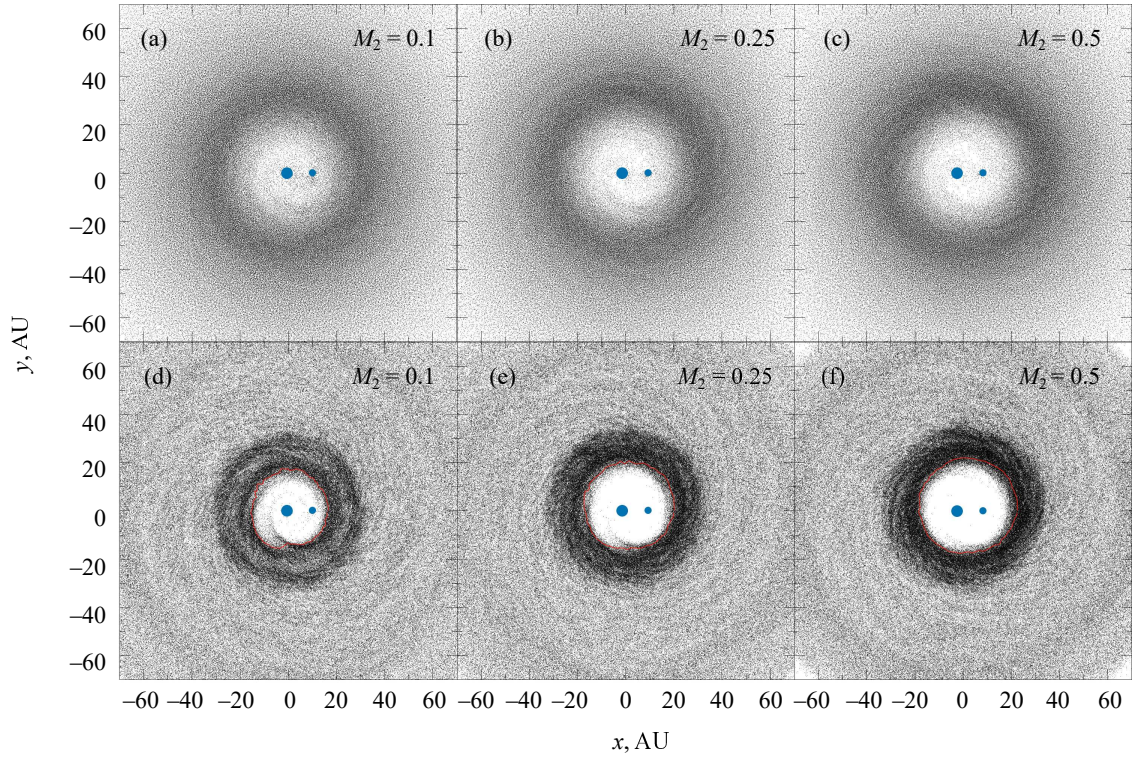
**Рис. 2.** Размер полости в зависимости от азимутального угла  $\varphi$ . На панели (a) показан случай с  $M_2 = 0.1 M_\odot$  и трех эксцентриситетов:  $e = 0.1$  (штриховая линия),  $e = 0.5$  (штрих-пунктирная линия) и  $e = 0.9$  (сплошная линия). На панели (b) для всех моделей эксцентриситет  $e = 0.9$  и варьируется масса компаньона:  $M_2 = 0.1 M_\odot$  (сплошная линия),  $M_2 = 0.25 M_\odot$  (штрих-пунктирная линия) и  $M_2 = 0.5 M_\odot$  (штриховая линия).

диапазоне, соответствует распределению Гаусса:

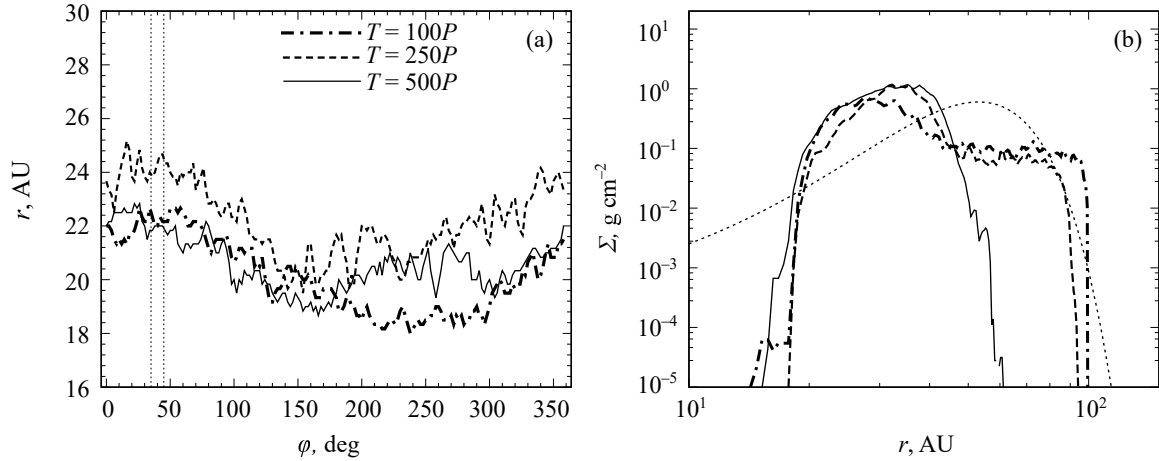
$$\Sigma_{\text{obs}}(r) = \Sigma_0 \exp \frac{-(r - r_0)^2}{2\sigma^2}. \quad (4)$$

Наилучшим образом наблюдения описываются при параметрах  $\Sigma_0 = 0.6 \text{ г см}^{-2}$ ,  $r_0 = 53 \text{ а.е.}$ ,  $\sigma = 13$  (пунктирная линия на рис. 4). Наши расчеты показали, что в случае компаньона с массой

$M_2 = 0.5 M_\odot$  на сильно вытянутой орбите максимум в распределении пыли достигается на расстоянии  $r \approx 35 \text{ а.е.}$  Что заметно ближе наблюдаемого. Таким образом, масса компаньона, необходимая для воспроизведения наблюдательных характеристик CQ Тау, должна быть больше  $0.5 M_\odot$ . Столь массивный компаньон, вероятно, уже обнаружил бы себя при спектральных наблюдениях. Поэтому



**Рис. 3.** То же, что и на рис. 1, в модели двойной системы с эксцентриситетом  $e = 0.9$  и массой компаньона  $M_2 = 0.1 M_\odot$  (панели (a) и (d)),  $M_2 = 0.25 M_\odot$  (панели (b) и (e)) и  $M_2 = 0.5 M_\odot$  (панели (c) и (f)) в момент времени  $T = 1000$  лет  $= 100 P$ .



**Рис. 4.** Зависимость размера полости от азимутального угла  $\varphi$  для трех моментов времени:  $100 P$  (штрих-пунктирная линия),  $250 P$  (штриховая линия) и  $500 P$  (сплошная линия) для модели  $M_2 = 0.5 M_\odot$ ,  $e = 0.9$  (a). Зависимость поверхностной плотности крупной пыли от расстояния от центра масс вдоль направления  $\varphi \approx 40^\circ$  (показано на панели (a) вертикальными пунктирными линиями) для тех же моментов времени (b). Пунктирная линия описывает зависимость (4).

необходим другой механизм формирования пылевого кольца на удаленном расстоянии от звезды.

Заметим, что размер полости в пылевом распределении даже в случае компаньона  $M_2 = 0.1 M_\odot$  с эксцентриситетом  $e = 0.5$  соответствует размеру заполненной веществом внутренней области диска в модели, рассмотренной в работе Ubeira Gabellini et al. (2019). Следовательно, модель двойной системы с планетой может быть одной из причин

формирования полости приблизительно 25 а.е. и подходящего распределения миллиметровой пыли в случае CQ Tau.

#### 4.2. Двойная система с планетой

Численными методами невозможно доказать регулярность орбиты маломассивного тела в ограниченной задаче трех тел (см., например,

Murray and Dermott, 1999). Однако возможно оценить регулярность орбиты на ограниченном интервале времени, который в нашей задаче может быть принят равным времени жизни диска —  $10^6$  лет (Haisch et al., 2001; Williams and Cieza, 2011).

Для определения устойчивой орбиты планеты были выполнены расчеты динамики безмассовых частиц в окрестностях звезды с маломассивным компаньоном ( $M_2 = 0.1, 0.25 M_\odot$ ) на вытянутой орбите ( $e = 0.1, 0.3, 0.5$ ). В моделировании участвовало  $10^4$  частиц, динамика которых рассматривалась на интервале  $10^6$  лет в рамках плоской ограниченной задачи трех тел. Аргумент перигелия ( $\omega_p$ ) безмассовых частиц и истинная аномалия ( $f_p$ ) задавались случайным образом в пределах  $[0, 2\pi]$ , эксцентриситет варьировался в пределах  $0.0-0.9$ , большая полуось в трех моделях была равна  $a_p = 20$  а.е., в остальных варьировалась в пределах  $25-35$  а.е. Частицы, приближающиеся к компонентам двойной системы на расстояние меньшее чем 1 % от соответствующего радиуса Хилла,

$$H_{M_1} = a \sqrt[3]{\frac{M_1}{3M_2}}, \quad H_{M_2} = a \sqrt[3]{\frac{M_2}{3M_1}},$$

а также ушедшие на расстояние большее 100 а.е. от центра системы, считались покинувшими систему.

Расчеты показали, что количество частиц, которые остаются в системе на момент окончания расчетов, убывает с ростом эксцентриситета. Так, в случае моделей с постоянной большой полуосью и массой компаньона  $M_2 = 0.1 M_\odot$  начальный эксцентриситет сохранившихся орбит для всех моделей меньше 0.32. В случае эксцентриситета двойной системы  $e = 0.1$  в системе сохраняется 34.8% частиц, в случае  $e = 0.3$  — 24.0% и для  $e = 0.5$  — 15.8% частиц. С увеличением массы компаньона количество «выживших» частиц также убывает. В моделях, где большая полуось частиц варьировалась  $a_p = 25-35$  а.е., в случае  $M_2 = 0.1 M_\odot$  в системе сохранялось 39.3% частиц, а при  $M_2 = 0.25 M_\odot$  — 33.2%. Эксцентриситеты сохранившихся орбит в первом случае больше в среднем, чем во втором, но не превосходят 0.5 (за исключением нескольких случаев, где  $e_p > 0.8$ ).

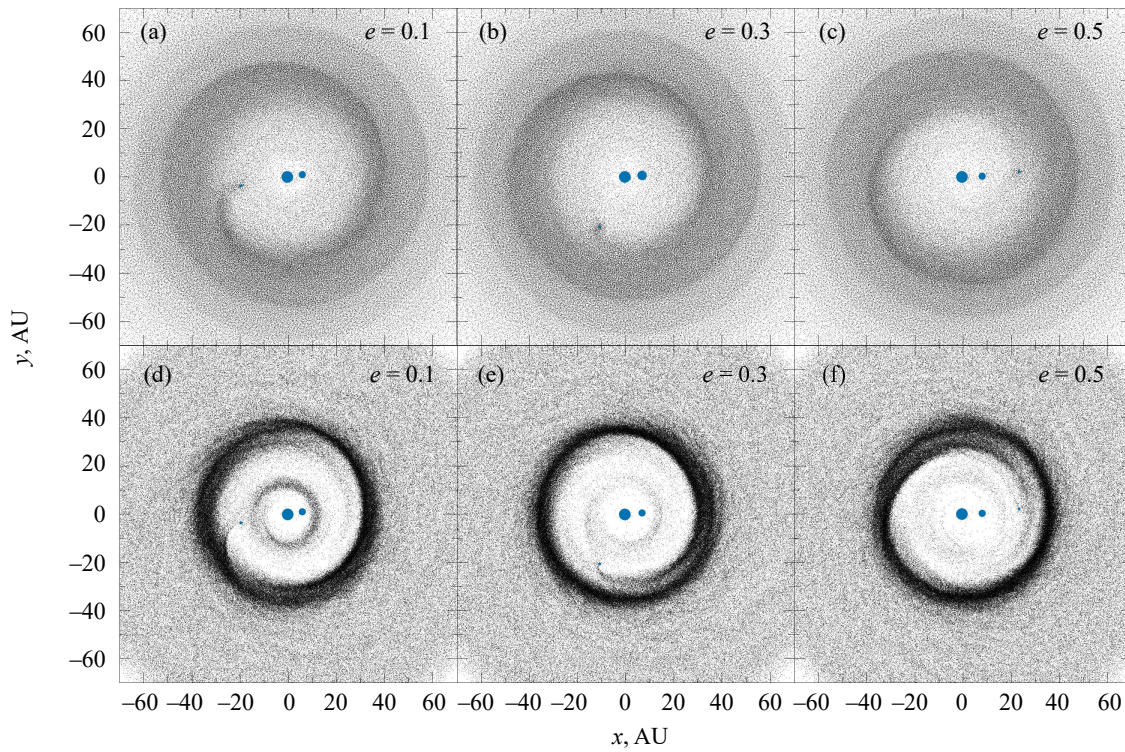
Для расчетов динамики пыли и газа в двойной системе с планетой был выбран ряд орбит, эксцентриситеты и большие полуоси которых мало меняются в течение расчетов. Масса главного компонента задавалась равной  $M_1 = 1.67 M_\odot$ , а планеты —  $m_p = 9 M_{\text{Юр}}$ , период двойной системы —  $P = 10$  лет для всех моделей. Остальные параметры моделей приведены в таблице 1.

**Таблица 1.** Параметры моделей двойной системы с планетой

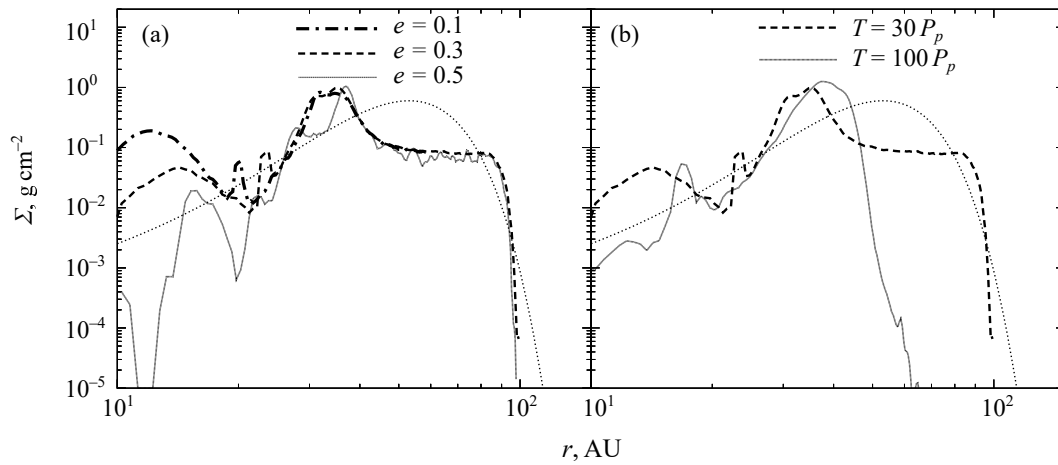
| $N$ | $M_2, M_\odot$ | $a, \text{ а.е.}$ | $e$ | $a_p, \text{ а.е.}$ | $e_p$ | $\omega_p, \text{ deg}$ | $f_p, \text{ deg}$ |
|-----|----------------|-------------------|-----|---------------------|-------|-------------------------|--------------------|
| 1   | 0.1            | 5.62              | 0.1 | 20                  | 0.32  | 140.94                  | 10.29              |
| 2   | 0.1            | 5.62              | 0.3 | 20                  | 0.29  | 147.35                  | 12.85              |
| 3   | 0.1            | 5.62              | 0.5 | 20                  | 0.30  | 192.84                  | 51.35              |
| 4   | 0.1            | 5.62              | 0.5 | 26.64               | 0.32  | 173.78                  | 235.19             |
| 5   | 0.1            | 5.62              | 0.5 | 29.79               | 0.14  | 190.69                  | 218.65             |
| 6   | 0.1            | 5.62              | 0.5 | 30.68               | 0.45  | 201.28                  | 32.17              |
| 7   | 0.1            | 5.62              | 0.5 | 34.42               | 0.44  | 184.18                  | 269.53             |
| 8   | 0.25           | 5.77              | 0.5 | 31.79               | 0.19  | 158.26                  | 130.23             |
| 9   | 0.25           | 5.77              | 0.5 | 29.73               | 0.34  | 206.72                  | 335.48             |
| 10  | 0.25           | 5.77              | 0.5 | 32.40               | 0.24  | 161.40                  | 263.63             |
| 11  | 0.25           | 5.77              | 0.5 | 30.02               | 0.21  | 178.46                  | 182.73             |

Выбор моделей с заметным эксцентриситетом планеты обусловлен тем, что при расчетах динамики безмассовых частиц в системах одиночной и двойной звезд с планетами присутствие в центре двойной системы стабилизирует коорбитальное с планетой кольцо (Demidova, 2018; Demidova and Shevchenko, 2016). При этом коорбитальная структура может быть разрушена со временем в случае существенного эксцентриситета у двойной системы и планеты (Demidova and Shevchenko, 2018). Наличие коорбитального кольца уменьшает видимый размер полости, свободной от вещества. Кроме того, больший эксцентриситет планеты способствует увеличению ширины полости.

На рис. 5 показаны результаты расчетов для моделей, у которых  $a_p = 20$  а.е. и варьируется  $e$  (Модели 1–3). Видно, что, так же как и в случае двойной системы без планеты, в модели с планетой пыль накапливается вблизи хаотической зоны, в данном случае связанной с планетой. Количество газа, проникающего в центральные части системы, соответствует таковому для случая двойной системы без планеты. При малом  $e$  между орбитой двойной звезды и планеты сохраняется пылевое кольцо, с ростом  $e \geq 0.3$  эта структура рассеивается. Положение пылевой структуры на внешней границе хаотической зоны орбиты планеты не зависит от эксцентриситета двойной звезды (рис. 6а). Кроме того, как это видно на рис. 6, пыль со временем смещается к центру системы и накапливается в кольцеобразном возмущении плотности. Для данного класса моделей максимум в распределении поверхностной плотности в пылевом кольце находится на расстоянии  $37.5$  а.е. в момент времени  $T = 6750$  лет  $\approx 100 P_p$ . Таким образом, структура расположена заметно ближе, чем наблюдаемая.



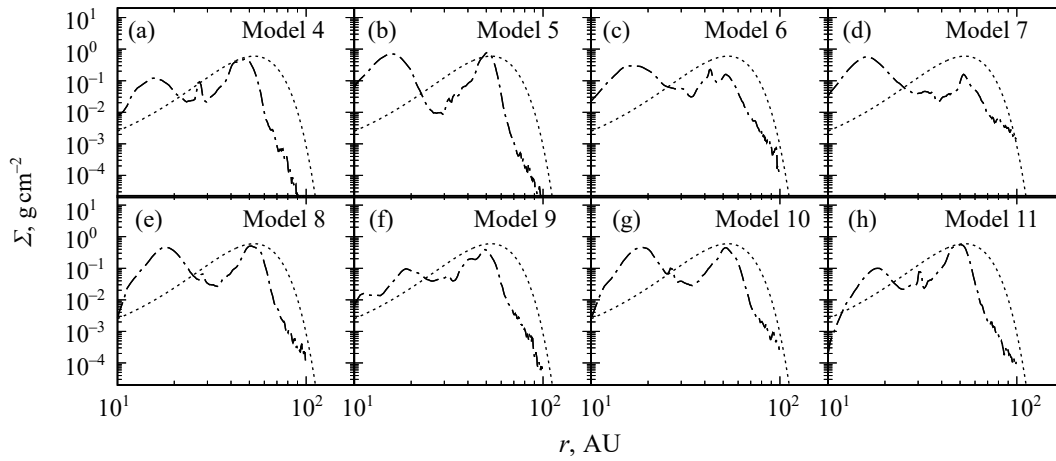
**Рис. 5.** То же, что и на рис. 1, для модели двойной системы с планетой. Слева показана Модель 1, в центре — Модель 2 и справа — Модель 3 (из таблицы 1 в момент времени  $T = 200 P \approx 30 P_p$ ). Эксцентриситет двойной системы указан в правом верхнем углу.



**Рис. 6.** Усредненная вдоль азимута поверхностная плотность в зависимости от расстояния от центра масс двойной системы. Слева показаны результаты для Модели 1 (штрих-пунктир), Модели 2 (штриховая линия) и Модели 3 (сплошная линия) из таблицы 1 в момент времени  $T \approx 30 P_p$ . Справа показаны результаты для Модели 2 в моменты времени  $T \approx 30 P_p$  (штриховая линия) и  $T \approx 100 P_p$  (сплошная линия). Пунктирная линия описывает зависимость (4).

В следующем классе моделей (Модели 4–7) выполнены расчеты с параметрами  $M_2 = 0.1$  и  $e = 0.5$ ,  $a_p = 25\text{--}35$  а.е.,  $e_p = 0.14\text{--}0.45$ . На верхних панелях рис. 7 показана зависимость усредненной вдоль азимута поверхностной плотности от расстояния до центра масс. Видно, что во всех рассмотренных моделях между орбитой двойной

звезды и планеты сохраняется пылевая структура, второе кольцо может сформироваться на внешней границе хаотической зоны планеты. Однако с увеличением  $e_p$  до значения  $e_p \sim 0.45$  внешнее пылевое кольцо слабо выражено. При этом следует заметить, что в Модели 5 ( $a_p \approx 30$  а.е.) максимум в распределении поверхностной плотности пыли



**Рис. 7.** То же, что и на рис. 6, в момент времени  $T = 100P_p$  (штрих-пунктир) для Моделей 4–11 (номера указаны сверху на каждом графике). Пунктирная линия описывает зависимость (4).

достигается на расстоянии 51 а.е., что близко к наблюдаемому значению.

Поэтому в следующем классе моделей была увеличена масса компаньона до  $M_2 = 0.25 M_\odot$  и рассматривались орбиты вблизи  $a_p = 30$  а.е. На нижних панелях рис. 7 видно, что при  $a_p > 30$  а.е. (Модели 8, 10) и  $e_p \approx 0.2$  между орбитами сохраняется пылевое кольцо. При  $a \approx 30$  а.е. в Модели 9 с большим  $e_p$  крупная пыль между орбитами удаляется интенсивнее, чем в Модели 11. При этом в первом случае максимум распределения поверхностной плотности пыли лежит на расстоянии 49.5 а.е., а во втором — 50.5 а.е. Кроме того, во втором случае внешняя кольцеобразная структура более симметрична в связи с меньшим эксцентриситетом планеты.

#### 4.3. Изображения диска

На основе газодинамических моделей были рассчитаны температура пыли и поток излучения от протопланетного диска на длине волны 1.3 мм. Затем были построены теоретические изображения диска, которые могут быть получены с помощью радиоинтерферометра ALMA.

На рис. 8 показан случай двойной системы с компаньоном  $M_2 = 0.5 M_\odot$  и  $e = 0.9$ . При расчетах предполагалось, что компаньон — это звезда класса М с радиусом  $R_2 = 0.5 R_\odot$  и температурой 3600 К. Видно, что изображение имеет кольцеобразную форму. Размер центральной полости составляет  $0''.11$ . При этом максимальная интенсивность достигает  $17 \text{ мЯн луч}^{-1}$ .

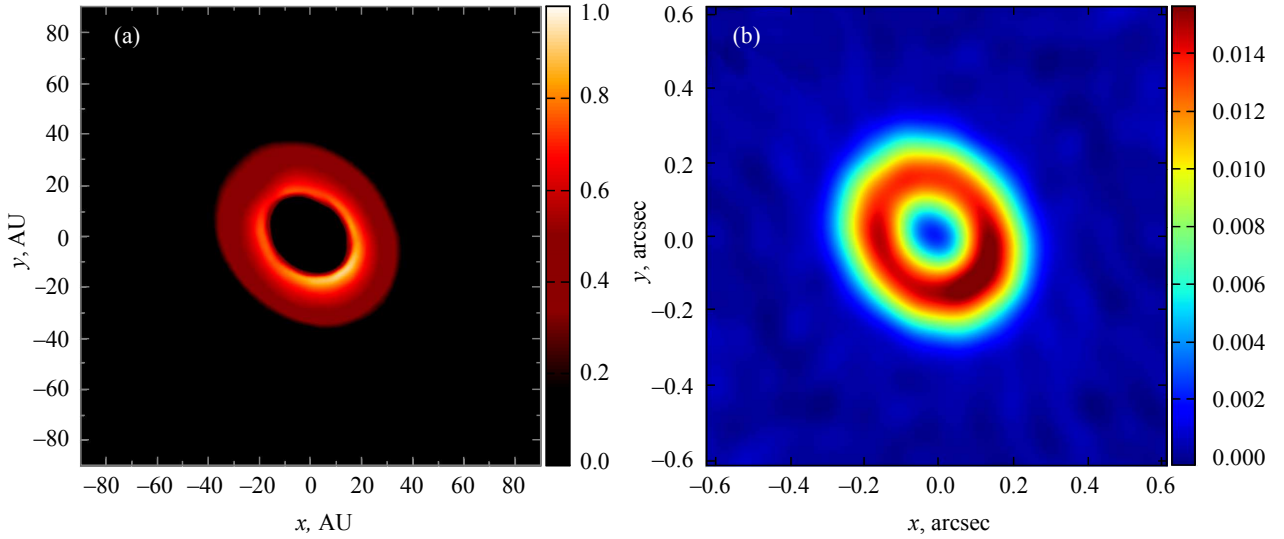
Для двойной системы с планетой изображение диска построено для Модели 11 (рис. 9). Предполагалось, что компаньон имеет следующие характеристики:  $M_2 = 0.25 M_\odot$ ,  $R_2 = 0.3 R_\odot$ ,

$T_2 = 3000 \text{ К}$ ,  $e = 0.5$ . В данном случае центральная полость имеет размер  $0''.27$ , что хорошо согласуется с данными, полученными из наблюдений (Ubeira Gabellini et al., 2019). Максимальная интенсивность потока составляет  $8.1 \text{ мЯн луч}^{-1}$ . На изображении видно, что кольцеобразная форма пылевой структуры искажается, поскольку она имеет форму тугозакрученной спирали. Вероятно, эксцентриситет планеты должен быть меньше для сохранения неискаженной кольцеобразной структуры. Таким образом, модель двойной системы с планетой лучше описывает наблюдательные данные.

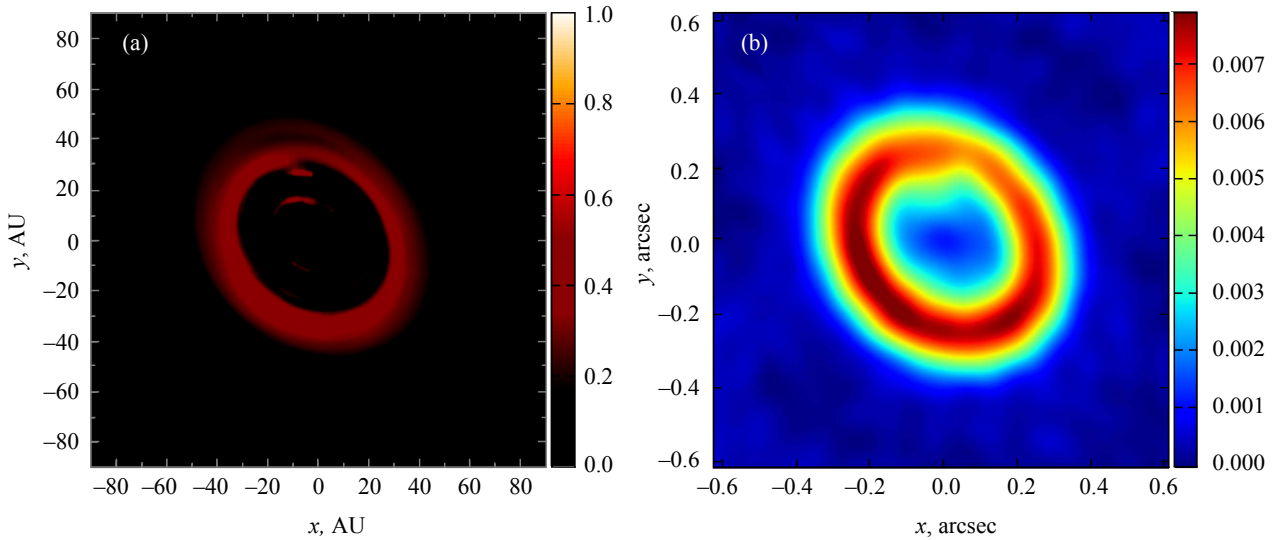
#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты продемонстрировали, что пылинки миллиметровых размеров имеют свойство увлекаться газом в направлении центра масс системы, однако не могут преодолеть барьер на границе хаотической зоны, образованной сгущением резонансов с периодом двойной системы или планеты. Поэтому на внешней границе хаотической зоны пыль может накапливаться, образуя кольцеобразное уплотнение. Газ с мелкой пылью при этом могут проникать во внутренние области системы. Это хорошо согласуется с тем фактом, что размер полости, определяемый по линиям молекул CO, меньше, чем в континууме ( $\lambda = 1.3 \text{ мм}$ ).

Результаты расчетов показали, что только массивный компаньон на сильно вытянутой орбите способен расчистить полость, наблюдаемую на изображении CQ Тау. Следует отметить, что размер полости зависит не только от отношения масс компаньона и звезды и эксцентриситета, но также и от полутолщины диска. В работе Hirsh et al. (2020) показано, что при  $H/r = 0.01$  размер полости для двойной звезды с отношением масс  $q = 0.1$  и эксцентриситетом  $e = 0.8$  может достигать значения



**Рис. 8.** На панели (a) показан поток излучения в модели двойной системы без планеты. Цветовая шкала дана в  $10^{-12} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ Гц}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ . На панели (b) — теоретическое изображение на длине волны 1.3 мм. Цветовая шкала дана в  $\text{Ян луч}^{-1}$ . Параметры модели:  $M_2 = 0.5 M_\odot$ ,  $P = 10$  лет,  $e = 0.9$  в момент времени  $T = 500 P$ .



**Рис. 9.** То же, что и на рис. 8, для двойной системы с планетой. Параметры модели:  $M_2 = 0.25 M_\odot$ ,  $P = 10$  лет,  $e = 0.5$ ,  $m_p = 9 M_{\text{Юр}}$ ,  $a_p = 30.02$  а.е.,  $e_p \approx 0.21$  в момент времени  $T \approx 1000 P$ .

5a (около 28 а.е. при  $a = 5.61$  а.е.) после 1000 оборотов. Однако Ubeira Gabellini et al. (2019) продемонстрировали, что наилучшим образом наблюдения описываются заданием полутолщины

$$H/r = 0.125 \left( \frac{r}{r_0} \right)^{0.05},$$

которая заметно больше, чем 0.01. При этом пылевое кольцо в данной модели находится гораздо ближе, чем определено в работе Ubeira Gabellini et al. (2019).

Еще одним механизмом, влияющим на распределение пыли, является укрупнение и оседание пылинок к плоскости диска в процессе его эволюции.

Это приводит к уменьшению количества субмиллиметровой и миллиметровой пыли в центральных частях диска. Как показано в работах Dullemond and Dominik (2005) и Brauer et al. (2008), данный процесс может на «коротком» интервале времени (около  $10^4$  лет) удалять такую пыль из внутренних частей диска. При этом микронная пыль может присутствовать вследствие столкновения более крупных пылинок и планетезималей (Birnstiel et al., 2009).

Исследования динамики планетезималей в остаточном диске двойной системы показали, что при некруговой орбите двойной звезды происходит накачка их эксцентриситетов (Moriwaki and

Nakagawa, 2004; Meschiari, 2012; Paardekooper et al., 2012). Это может приводить к увеличению количества пересекающихся орбит планетезималей и более эффективному их столкновению. Кроме того, было показано, что во внутренней части ( $a_p \leq 4a_b$ ) системы планетезимали могут переходить на гиперболические орбиты. Однако эффект накачки эксцентриситета может быть уменьшен влиянием самогравитации диска (Sefilian et al., 2023). Также следует отметить, что при движении планетезималей и крупных пылевых частиц на орбитах с существенным эксцентриситетом время, проведенное в апоастре орбиты, заметно превосходит время прохождения периастра, что может приводить к видимому уменьшению плотности таких частиц во внутренней части системы.

В работе Takeuchi and Artymowicz (2001) рассмотрена возможность миграции пыли у звезд ранних спектральных классов под действием излучения звезды. Мелкая пыль (меньше 1 мм) стремится мигрировать наружу диска и концентрироваться на его периферии, образуя кольцообразную структуру. Тогда как более крупная пыль (больше 1 мм), наоборот, смещается к центральной части диска.

Еще одной причиной образования полости в газопылевом диске CQ Tau может являться планета, вращающаяся около двойной системы. Как показали расчеты, даже в окрестностях двойной системы с вытянутой орбитой  $e = 0.5$  возможно существование планеты на орбите, устойчивой на временах жизни диска. Вопрос устойчивости планет у двойных систем с планетами Kepler-16b, Kepler-34b и Kepler-35b рассматривался в работе Porova and Shevchenko (2013). Было показано, что планеты, обнаруженные в данных системах, могут находиться внутри устойчивых резонансных ячеек между хаотическими областями.

На данный момент обнаружена 21 экзопланета, вращающаяся вокруг двойной системы<sup>5</sup>. Два объекта — Kepler-34, Kepler1660 — имеют эксцентриситет орбиты двойной системы:  $e > 0.5$ . При этом в случае Kepler-34 эксцентриситет планеты равен  $e_p = 0.182$ , а максимальный эксцентриситет обнаружен у планеты DP Leo b:  $e_p = 0.390$ . Минимальное расстояние от центральной двойной составляет  $a_p \approx 2a$ . Стоит отметить, что отождествленные экзопланеты вращаются около тесных двойных пар с большой полуосью  $a < 1$  а.е. (кроме объекта OGLE2023BLG0836, где  $a = 1.88$  а.е.). Такая выборка может быть обусловлена эффектом селекции методов обнаружения экзопланет.

Таким образом, вероятность присутствия двойной системы с маломассивным компаньоном и общей планетой в центральной полости CQ Tau

не является нулевой. Однако, чтобы определить зоны устойчивости для гипотетической планеты, необходимо знать эксцентриситет орбиты и массу компаньона. Расчеты показали, что наблюдениям соответствуют модели, в которых масса компаньона  $M_2 \geq 0.25 M_\odot$ , а эксцентриситет  $e \geq 0.5$ , при этом массивная планета должна располагаться на примерном расстоянии 30 а.е. и иметь небольшой эксцентриситет  $e < 0.2$ .

Следует подчеркнуть, что поиск возможностей обнаружения планет, вращающихся около более широких пар (в том числе и на стадии формирования в протопланетном диске), является актуальной задачей, решению которой может способствовать дальнейшее исследование CQ Tau.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность В. П. Грину за научную консультацию по объекту CQ Tau. Расчеты проводились с использованием ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН — филиала Федерального государственного учреждения «Научно-исследовательского института системного анализа Российской академии наук».

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа финансировалась за счет средств бюджета учреждения. Никаких дополнительных грантов на проведение и руководство данным конкретным исследованием получено не было.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор данной работы заявляет, что у нее нет конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Artymowicz and S. H. Lubow, *Astrophys. J.* **421**, 651 (1994). DOI:10.1086/173679
2. T. Birnstiel, C. P. Dullemond, and F. Brauer, *Astron. and Astrophys.* **503** (1), L5 (2009). DOI:10.1051/0004-6361/200912452
3. C. F. Bohren and D. R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (Wiley Professional Paperback Edition Published, Canada, 1998). DOI:10.1002/9783527618156
4. F. Brauer, C. P. Dullemond, and T. Henning, *Astron. and Astrophys.* **480** (3), 859 (2008). DOI:10.1051/0004-6361:20077759
5. T. Demidova, *Astronomy and Computing* **41**, article id. 100635 (2022). DOI:10.1016/j.ascom.2022.100635

<sup>5</sup>По данным сайта <https://exoplanet.eu>

6. T. Demidova, T. Savvateeva, S. Anoshin, et al., *Supercomputing*, Ed. by V. Voevodin, S. Sobolev, M. Yakobovskiy, and R. Shagaliev, Part II, pp. 195–208 (Springer Nature Switzerland, Cham, 2023). DOI:10.1007/978-3-031-49435-2\_14
7. T. V. Demidova, *Astrophysics* **59** (4), 449 (2016). DOI:10.1007/s10511-016-9448-3
8. T. V. Demidova, *Solar System Research* **52** (2), 180 (2018). DOI:10.1134/S0038094618020028
9. T. V. Demidova and V. P. Grinin, *Astronomy Letters* **43** (2), 106 (2017). DOI:10.1134/S1063773717020025
10. T. V. Demidova and I. I. Shevchenko, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **463** (1), L22 (2016). DOI:10.1093/mnras/rlw150
11. T. V. Demidova and I. I. Shevchenko, *Astronomy Letters* **44** (2), 119 (2018). DOI:10.1134/S1063773718010012
12. T. V. Demidova and I. I. Shevchenko, *Astronomy Letters* **46** (11), 774 (2020). DOI:10.1134/S1063773720100059
13. J. Dorschner, B. Begemann, T. Henning, et al., *Astron. and Astrophys.* **300**, 503 (1995).
14. C. P. Dullemond and C. Dominik, *Astron. and Astrophys.* **434** (3), 971 (2005). DOI:10.1051/0004-6361:20042080
15. C. P. Dullemond, A. Juhasz, A. Pohl, et al., *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:1202.015 (2012).
16. A. Dutrey, S. Guilloteau, and M. Simon, *Astron. and Astrophys.* **286**, 149 (1994).
17. V. P. Grinin, L. V. Tambovtseva, O. Y. Barsunova, and D. N. Shakhovskoy, *Astrophysics* **66** (2), 235 (2023). DOI:10.1007/s10511-023-09785-z
18. K. E. J. Haisch, E. A. Lada, and C. J. Lada, *Astrophys. J.* **553** (2), L153 (2001). DOI:10.1086/320685
19. I. Hammond, V. Christiaens, D. J. Price, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **515** (4), 6109 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac2119
20. K. Hirsh, D. J. Price, J.-F. Gonzalez, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **498** (2), 2936 (2020). DOI:10.1093/mnras/staa2536
21. S. Meschiar, *Astrophys. J.* **752** (1), article id. 71 (2012). DOI:10.1088/0004-637X/752/1/71
22. G. Mie, *Annalen der Physik* **330** (3), 377 (1908). DOI:10.1002/andp.19083300302
23. J. J. Monaghan and A. Kocharyan, *Computer Physics Communications* **87** (1-2), 225 (1995). DOI:10.1016/0010-4655(94)00174-Z
24. K. Moriwaki and Y. Nakagawa, *Astrophys. J.* **609** (2), 1065 (2004). DOI:10.1086/421342
25. S. Morrison and R. Malhotra, *Astrophys. J.* **799** (1), article id. 41 (2015). DOI:10.1088/0004-637X/799/1/41
26. C. D. Murray and S. F. Dermott, *Solar System Dynamics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1999). DOI:10.1017/CBO9781139174817
27. S.-J. Paardekooper, Z. M. Leinhardt, P. Thébault, and C. Baruteau, *Astrophys. J.* **754** (1), article id. L16 (2012). DOI:10.1088/2041-8205/754/1/L16
28. D. Petry et al. (CASA Development Team), *ASP Conf. Ser.* **461**, 849 (2012). DOI:10.48550/arXiv.1201.3454
29. E. A. Popova and I. I. Shevchenko, *Astrophys. J.* **769** (2), article id. 152 (2013). DOI:10.1088/0004-637X/769/2/152
30. W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical recipes in C. The art of scientific computing*, 2nd ed. (Cambridge University Press, Cambridge, 1992).
31. D. J. Price, *Journal of Computational Physics* **231** (3), 759 (2012). DOI:10.1016/j.jcp.2010.12.011
32. A. A. Sefilian, R. R. Rafikov, and M. C. Wyatt, *Astrophys. J.* **954** (1), id. 100 (2023). DOI:10.3847/1538-4357/ace68e
33. D. N. Shakhovskoy, V. P. Grinin, and A. N. Rostopchina, *Astrophysics* **48** (2), 135 (2005). DOI:10.1007/s10511-005-0014-7
34. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
35. V. Springel, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **364** (4), 1105 (2005). DOI:10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x
36. V. Springel, N. Yoshida, and S. D. M. White, *New Astronomy* **6** (2), 79 (2001).
37. J. Stoer and R. Bulirsch, *Introduction to Numerical Analysis* (Springer-Verlag, New York, 1980).
38. T. Takeuchi and P. Artymowicz, *Astrophys. J.* **557** (2), 990 (2001). DOI:10.1086/322252
39. A. Tripathi, S. M. Andrews, T. Birnstiel, and D. J. Wilner, *Astrophys. J.* **845** (1), article id. 44 (2017). DOI:10.3847/1538-4357/aa7c62
40. M. G. Ubeira Gabellini, A. Miotello, S. Facchini, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **486** (4), 4638 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz1138
41. J. P. Williams and L. A. Cieza, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **49** (1), 67 (2011). DOI:10.1146/annurev-astro-081710-102548
42. L. Wölfer, S. Facchini, N. T. Kurtovic, et al., *Astron. and Astrophys.* **648**, id. A19 (2021). DOI:10.1051/0004-6361/202039469

## Structure of the Stellar Neighborhood of CQ Tau in the Presence of a Companion in an Elongated Orbit

T. V. Demidova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Crimean astrophysical observatory, Russian Academy of Sciences, Nauchny, 298409 Russia

There are indirect signs of the presence of a companion near the star CQ Tau. A period of 10 years was found in the brightness variations. The image of the disk shows an extensive cavity with a size of about 25 AU, surrounded by a dust ring with a distribution maximum near 53 AU. A simulation of the interaction of dust and gas in the vicinity of a star with CQ Tau parameters was carried out assuming the existence of a companion in an orbit with a period of 10 years. It was shown that an M-type star in a highly elongated orbit is capable of forming a region of reduced density around the center of mass of the system, with a size close to the one observed. However, the dust ring-like structure in this case is located noticeably closer to the star than observed. Evidence has been obtained that a massive planet in an outer elongated orbit, could form a ring-shaped dust structure at a distance similar to that observed.

Keywords: *methods: numerical—hydrodynamics—protoplanetary disks—planet-disk interactions—binaries: close—stars: individual: CQ Tau*