

ПРИЛИВНАЯ ДИССИПАЦИЯ В СИСТЕМЕ WASP-46

С. В. Чернов*

Астрономический центр, Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117997, Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 марта 2018 г.

Исследуется изменение орбитального периода системы WASP-46 за счет квазистатических и динамических приливных взаимодействий. Изучаются различные механизмы диссипации. Предполагается, что в случае квазистатических приливов диссипация происходит за счет турбулентной вязкости, а в случае динамических приливов рассмотрены два предельных случая: режим умеренно большой диссипации и режим слабой диссипации за счет радиационной вязкости. Изменение орбитального периода системы WASP-46 вычисляется и сравнивается с наблюдениями. Показано, что режим умеренно большой диссипации наилучшим образом описывает наблюдения.

DOI: 10.1134/S0044451018070088

1. ВВЕДЕНИЕ

Приливные взаимодействия между звездой и компаньоном играют важную роль в тесных двойных системах. Они приводят к таким явлениям, как синхронизация и циркуляризация орбиты [1]. В результате в звезде возбуждаются приливные возмущения [1], диссипация которых приводит к обмену энергии и углового момента между орбитальным движением и звездой [2]. Вследствие приливной диссипации орбитальные параметры тесной двойной системы, в частности, орбитальный период, изменяются с течением времени [3]. Наблюдения изменения параметров орбиты могут пролить свет на диссипативные процессы, происходящие в звездах, и мы можем непосредственно понять причины, вызывающие эти изменения в каждой конкретной системе. В последнее время появляются работы, в которых авторам удалось измерить изменение орбитального периода экзопланеты вокруг родительской звезды [4–7].

В данной работе будет рассмотрена система WASP-46, которая состоит из родительской звезды и планеты. Родительская звезда является солнцеподобной звездой, находящейся на Главной последовательности, с массой порядка массы Солнца и радиусом порядка радиуса Солнца. Эта звезда имеет лучистое ядро и конвективную оболочку. Воз-

раст такой звезды определяется двумя различными методами [8] и заключен в диапазоне $1.71 < t_{age} < 8.25$ млрд лет [9]. Ниже при моделировании данной звезды возраст звезды взят приблизительно равным $t_{age} \approx 3 \cdot 10^9$ лет, это значение получено в работе [10]. Планета была открыта Андерсоном в работе [8] и является планетой типа «горячий Юпитер» с массой порядка двух масс Юпитера и орбитальным периодом $P_{orb} \approx 1.43$ сут. Эксцентриситет системы равен $e \approx 0.018$ [8], а наклонение орбиты составляет угол равный $i \approx 82^\circ$ [10], т. е. орбита почти круговая и находится в экваториальной плоскости звезды. Период вращения родительской звезды равен $P_{rot} \approx 16$ сут [9], что значительно больше орбитального периода планеты, поэтому ниже будем считать, что звезда не вращается и пренебрежем влиянием магнитного поля. В работе [10] удалось измерить изменение орбитального периода планеты с течением времени. Наблюдения дали значение $\dot{P}_{orb} \approx -0.119 \pm 0.049$ с/год. Данное значение оказалось на порядок больше, чем найденные значения для других известных систем [11], с достаточно маленькими ошибками. Как показали предыдущие наблюдения аналогичных систем [11], данные наблюдения не очень надежны. Причина этого — малое количество накопленных данных наблюдений. Дальнейшие наблюдения этой системы могут на несколько порядков уменьшить значение изменения орбитального периода. Например, для системы OGLE-TR-113, с дальнейшим увеличением статистики наблюдений по сравнению с первыми наблюдениями, уменьшили значение изменения орби-

* E-mail: chernov@lpi.ru

тального периода в 60 раз (см. [5,12]), а для системы WASP-43 — более чем в сто раз [6]. Предполагается, что наблюдательные изменения орбитального периода можно объяснить только с помощью приливных взаимодействий между родительской звездой и планетой, но точных количественных расчетов для данной системы никто не проводил.

В данной работе рассчитывается эволюция орбитального периода системы WASP-46 с учетом приливных взаимодействий. Существуют два вида приливных взаимодействий: квазистатические приливы [13] и динамические приливы [14,15]. Для описания квазистатических приливных взаимодействий будем исходить из работы Зана [16], где диссипация происходит за счет турбулентной вязкости. Динамические приливы будем учитывать исходя из первых принципов [17], а диссипация будет рассматриваться в двух предельных случаях: в режиме умеренно большой диссипации и в режиме слабой диссипации за счет радиационной вязкости [11]. Режим умеренно большой диссипации означает, что характерный темп вязкой диссипации на резонансной частоте много больше, чем разница между резонансной частотой и соседней [17]. Это будет происходить, когда характерное время распада моды либо из-за вязкости, либо из-за нелинейных эффектов много меньше времени распространения волнового пакета с частотами порядка резонансной, которая, в свою очередь, порядка обратного расстояния между собственными частотами нормальных мод [17].

Изменение орбитального периода из-за динамических приливов в системах WASP-12, WASP-18, WASP-43, OGLE-TR-113 исследовалось в работе [11]. В работе [11] было показано, что для этих систем радиационной вязкости недостаточно, чтобы объяснить наблюдаемые значения, а режим умеренно большой диссипации только частично может объяснить эти наблюдения. Хотя стоит отметить, что ошибки измерения изменения орбитального периода довольно большие и сказать заведомо точно, какой режим работает в каждой конкретной системе, достаточно сложно. В работе [18] исследовались нелинейные эффекты, связанные с опрокидыванием волн вблизи центра звезды для системы WASP-12. Им удалось объяснить наблюдаемое изменение орбитального периода только в предположении, что родительская звезда находится не на Главной последовательности, как считается, а является субгигантом. Другой возможный механизм диссипации, который может играть значимую роль в звездах, является конвекция и она будет учитываться в квазистатических приливах в приближении теории пу-

тей перемешивания [16]. Учет влияния конвекции в теории динамических приливов требует отдельного рассмотрения (см. [19]).

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим систему WASP-46. Параметры родительской звезды [10] представлены в таблице. Моделирование звезд проводилось с помощью пакета программ MESA [20–22]. Звезды моделировались с разными коэффициентами перемешивания α_{MLT} (см. таблицу), но с фиксированной массой и приблизительно одним и тем же возрастом звезды $t_{age} \approx 3 \cdot 10^9$ лет.

Изменение большой полуоси двойной системы из-за приливных взаимодействий состоит из двух слагаемых [11]:

$$\frac{\dot{a}}{a} = -\frac{2}{T_a} - \frac{2}{T_{a,QSt}}, \quad (1)$$

где a — большая полуось. Зная изменение большой полуоси и используя третий закон Кеплера

$$P_{orb} = 2\pi \sqrt{\frac{a^3}{G(M + M_p)}}, \quad (2)$$

где M — масса родительской звезды, а M_p — масса планеты, легко вычислить изменение орбитального периода. Первый член T_a в правой части (1) является характерным временем изменения большой полуоси за счет динамических приливов и определяется следующим выражением [17]:

$$T_a = \frac{10}{3\pi^2} \left| \frac{d\tilde{\omega}}{dj} \right| \frac{(1+q)^{5/3}}{q\tilde{Q}^2 D\Omega_*} \left(\frac{P_{orb}\Omega_*}{2\pi} \right)^{10/3}, \quad (3)$$

где $q = M_p/M$ — отношение массы планеты к массе звезды, $d\tilde{\omega}/dj$ — разница между соседними собственными частотами, $\omega = \tilde{\omega}\Omega_*$, j — номер собственной частоты, \tilde{Q} — безразмерный интеграл перекрытия,

Таблица. Параметры звезды и моделей, которые использовались при анализе системы WASP-46

Модели	M/M_\odot	R/R_\odot	t_{age} , год	T_{eff}	α_{MLT}
WASP-46	0.907	0.905	$3.6 \cdot 10^9$	5761	
A	0.907	0.953	$2.99 \cdot 10^9$	5800	1.5
B	0.907	0.929	$3.01 \cdot 10^9$	5882	1.75
C	0.907	0.909	$3.03 \cdot 10^9$	5950	2

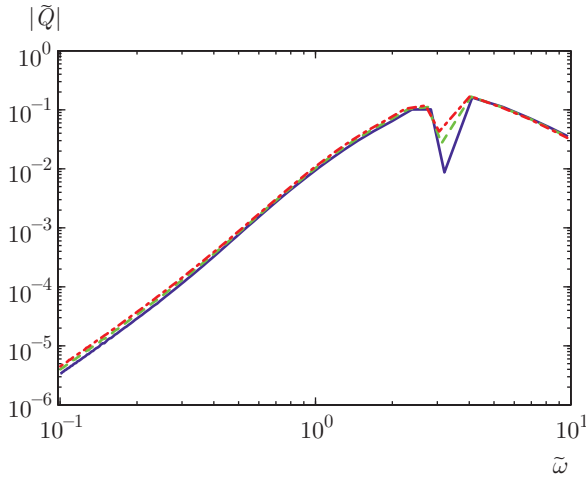


Рис. 1. (В цвете онлайн) Зависимости интеграла перекрытия от частоты

$Q = \tilde{Q}\sqrt{MR}$, $\Omega_* = \sqrt{GM/R^3}$, R — радиус звезды. Абсолютная величина интеграла перекрытия, который определяет интенсивность динамических приливных взаимодействий, для системы WASP-46 показана на рис. 1.

Синей сплошной кривой показан случай модели А, зеленой штриховой кривой — модели В и красной штрихпунктирной кривой — модели С. Для всех моделей интеграл перекрытия уменьшается с уменьшением частоты [23]. При низких частотах абсолютная величина интеграла перекрытия уменьшается с уменьшением коэффициента перемешивания α_{MLT} . Резонансная частота приблизительно равна $\tilde{\omega} = 2\Omega_{orb}/\Omega_* \approx 0.15$.

Коэффициент D в (3) определяется формулой [11]

$$D = \frac{\text{sh}(\pi k) \text{ch}(\pi k)}{\text{sh}^2(\pi k) + \sin^2(\pi \delta)}, \quad (4)$$

где $k = \gamma/|d\omega/dj|_{j(k)}$, $\delta = |\Delta\omega_j|/|d\omega/dj|_{j(k)}$ и $\gamma = \text{Im} \omega$ — коэффициент затухания.

В работе [11] были рассмотрены два случая. Первый случай умеренно большой диссипации характеризуется тем, что коэффициент $k > 1$ и, следовательно, $D \approx 1$. Второй случай слабой диссипации, когда механизм затухания обусловлен радиационной вязкостью. На рис. 2 показаны коэффициенты затухания γ в зависимости от частоты для системы WASP-46, которые были получены с помощью кода GYRE [24]. Сплошная синяя кривая соответствует модели А, зеленая штриховая кривая — модели В, красная штрихпунктирная кривая — модели С. Как видно из графика, коэффициент затухания γ достаточно мал, следовательно, коэффициент

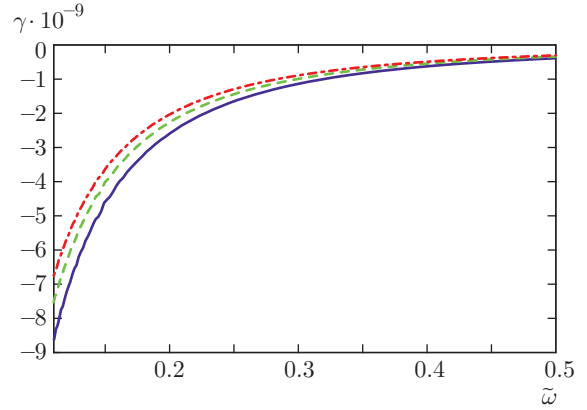


Рис. 2. (В цвете онлайн) Зависимость коэффициента затухания радиационной вязкости γ от частоты

$k \ll 1$. Предполагая, что $\delta = 1/2$, в результате получаем [11]

$$D \approx \pi k. \quad (5)$$

Второй член в правой части (1) является характерным временем $T_{a,QSt}$ изменения большой полуоси за счет квазистатических приливов и определяется согласно [16] формулой

$$T_{a,QSt} = \frac{t_f}{6q(1+q)\lambda_2} \left(\frac{a}{R}\right)^8, \quad (6)$$

$$t_f = \left(\frac{MR^2}{L}\right)^{1/3},$$

$$\lambda_2 = 327.2t_f \frac{\pi R}{5M} \int_{x_b}^1 x^8 \rho \nu_t dx,$$

где t_f — характерное конвективное время, ν_t — коэффициент турбулентной вязкости, L — светимость, ρ — плотность, а x_b определяет границу конвективной и лучистой областей в звезде. В основу описания турбулентной вязкости была положена теория путей перемешивания [25]. Согласно работе [26] коэффициент турбулентной вязкости выражается через скорость конвективной ячейки и среднего пути перемешивания по формуле

$$\rho \nu_t = \frac{1}{3} \rho v_{conv} l, \quad (7)$$

где v_{conv} — скорость конвективной ячейки, l — средний путь перемешивания. Средний путь перемешивания выражается через относительное изменение давления с изменением высоты:

$$l = \alpha_{MLT} H_p = \alpha_{MLT} \frac{P}{\rho g}. \quad (8)$$

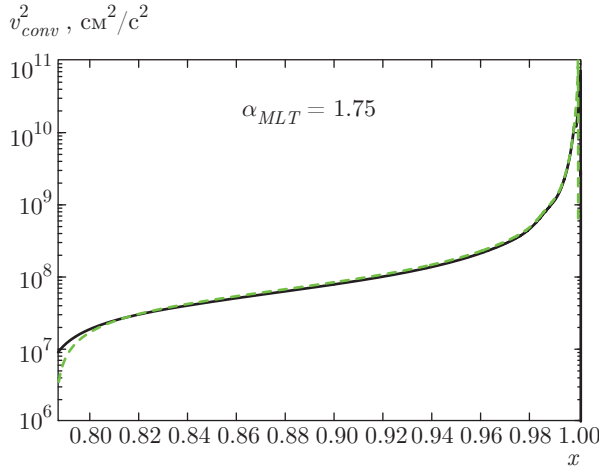


Рис. 3. (В цвете онлайн) Квадрат конвективной скорости в зависимости от радиуса в конвективной области звезды

Коэффициент пропорциональности α_{MLT} называется коэффициентом перемешивания и в данной работе был взят равным $\alpha_{MLT} = 1.5$ для модели А, $\alpha_{MLT} = 1.75$ для модели В и $\alpha_{MLT} = 2$ для модели С, см. таблицу.

Согласно теории путей перемешивания скорость конвективной ячейки можно найти, приравнявая кинетическую энергию конвективной ячейки к работе, совершенной выталкивающей силой, умноженной на длину перемешивания [16]. В результате получаем

$$\frac{v_{conv}^2}{2} = -cN^2 \frac{l^2}{2}, \quad (9)$$

где N^2 — частота Брунта–Вайсала, а коэффициент пропорциональности выбирается в диапазоне значений $1/12 < c < 1/6$ [16]. На рис. 3 представлены графики зависимости квадрата конвективной скорости от радиуса звезды в конвективной оболочке для случая модели В. Сплошной черной кривой показан квадрат конвективной скорости, полученной при моделировании родительской звезды с помощью пакета программ MESA [20–22], а зеленой штриховой кривой — квадрат конвективной скорости, полученный умножением частоты Брунта–Вайсала на квадрат длины перемешивания при коэффициенте c равным $c = 1/8$. Как видно из рис. 3, согласие очень хорошее. Скорость конвективной ячейки на поверхности звезды составляет порядка $v_{conv} \sim 10^5$ – 10^6 см/с, что согласуется со значением турбулентной скорости $v_{turb} \approx 1.1 \cdot 10^5$ см/с, полученным из наблюдений в работе [10].

На рис. 4 показаны зависимости безразмерной частоты Брунта–Вайсала $\tilde{N}^2 = N^2 GM/R^3$ от радиуса звезды. Сплошной синей кривой показана за-

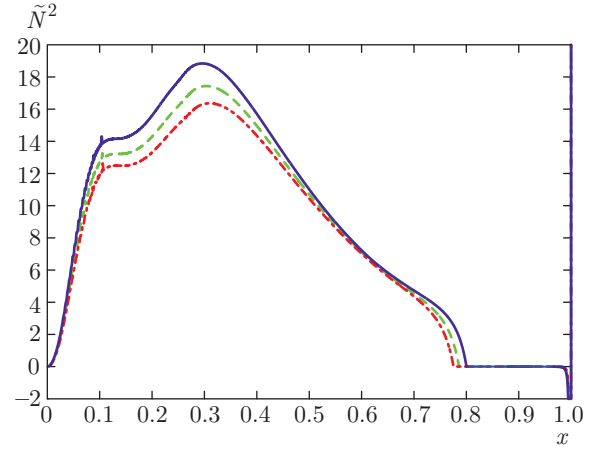


Рис. 4. (В цвете онлайн) Частота Брунта–Вайсала в зависимости от радиуса звезды

висимость в случае модели А, штриховой зеленой кривой — модели В, штрихпунктирной кривой — модели С. Область звезды, где частота Брунта–Вайсала меньше нуля, $N^2 < 0$, определяет конвективную область.

В случае, когда время оборота конвективной ячейки становится больше, чем орбитальный период планеты вокруг родительской звезды, выражение (7) становится неприменимо [16, 27]. Считается, что в этом случае коэффициент турбулентной вязкости частично подавляется [28]. Есть несколько способов, как учесть это подавление [26, 29–31]. В случае линейного подавления, согласно работе [26], коэффициент турбулентной вязкости (7) переписывается в виде

$$\rho\nu_t = \frac{1}{3}\rho v_{conv} l \min \left[1, \frac{v_{conv} P_{orb}}{2l} \right], \quad (10)$$

а в случае квадратичного подавления, согласно работе [29, 30], получаем

$$\rho\nu_t = \frac{1}{3}\rho v_{conv} l \min \left[1, \left(\frac{v_{conv} P_{orb}}{2\pi l} \right)^2 \right]. \quad (11)$$

Также рассмотрим зависимость коэффициента турбулентной вязкости без подавления:

$$\rho\nu_t = \frac{1}{3}\rho v_{conv} l. \quad (12)$$

Тогда легко переписать выражение (6) в более общем случае с учетом подавления. В случае, когда коэффициент турбулентной вязкости имеет вид (10), выражение (6) переписывается в виде

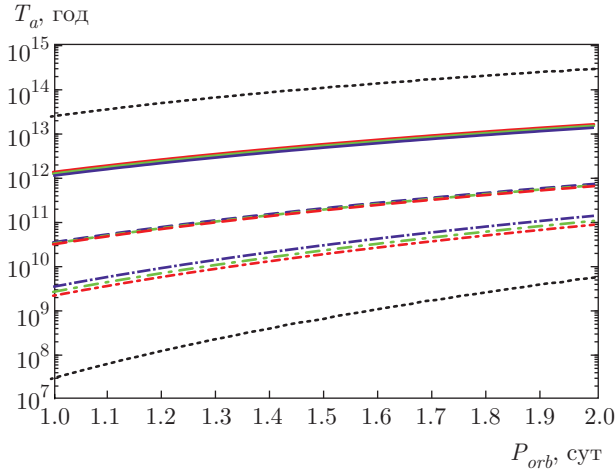


Рис. 5. (В цвете онлайн) Зависимости характерного времени изменения большой полуоси от орбитального периода для квазистатических и динамических приливов

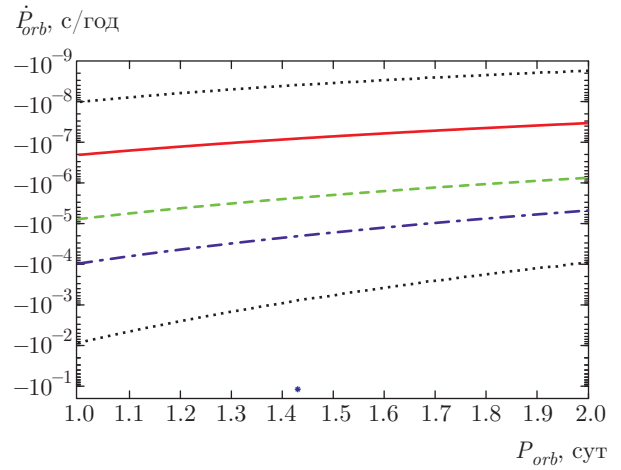


Рис. 6. (В цвете онлайн) Изменение орбитального периода движения планеты вокруг родительской звезды в зависимости от орбитального периода

$$\lambda_2 = 327.2t_f \frac{\pi R}{5M} \left[\int_{x_a}^1 x^8 \frac{1}{3} \rho v_{conv} l dx + \int_{x_b}^{x_a} x^8 \frac{P_{orb}}{6} \rho v_{conv}^2 dx \right], \quad (13)$$

где x_a определяется для каждой заданной модели равенством орбитального периода планеты и временем оборота конвективной ячейки. Легко написать и для остальных коэффициентов турбулентной вязкости выражения общего вида.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 5 показаны графики изменения характерного времени большой полуоси T_a в зависимости от орбитального периода для системы WASP-46. Черными пунктирными кривыми показаны характерные времена изменения большой полуоси за счет динамических приливных взаимодействий в случае модели В. Нижняя черная пунктирная кривая показана для случая умеренно большой диссипации, а верхняя — для случая слабой диссипации. В случае слабой диссипации за счет радиационной вязкости характерные времена изменения большой полуоси приблизительно на пять порядков больше, чем в режиме умеренно большой диссипации. Следовательно, радиационная вязкость не может играть заметную роль при динамических приливных взаимодействиях для системы WASP-46 [11]. Сплошные, штриховые и штрихпунктирные кривые соответствуют квазистатическим приливным взаимо-

действиям. Синие кривые соответствуют случаю модели А, зеленые кривые — модели В, красные кривые — модели С. Сплошные кривые получены для случая, когда диссипация описывается формулой (10), штриховые кривые — для случая (11), а штрихпунктирные кривые — для случая (12). Характерные времена изменения большой полуоси для моделей А, В и С с разными коэффициентами перемешивания α_{MLT} не сильно отличаются друг от друга.

Большее значение коэффициента перемешивания α_{MLT} соответствует меньшим характерным временам изменения большой полуоси и, соответственно, более сильным приливным взаимодействиям. Из трех режимов диссипации для квазистатических приливов (10), (11), (12) наиболее эффективным оказался режим (12) без подавления коэффициента турбулентной вязкости, а наименее эффективным — режим (11) с квадратичным подавлением. Таким образом из всех режимов квазистатических приливов наибольший вклад дает режим (12) при коэффициенте перемешивания равном $\alpha_{MLT} = 2$.

На рис. 6 представлены графики зависимости изменения орбитального периода планеты от орбитального периода для системы WASP-46. Черные пунктирные кривые показывают изменение орбитального периода за счет динамических приливов для модели В: нижняя кривая — для случая умеренно большой диссипации, а верхняя кривая — для случая слабой диссипации. Сплошная красная, штриховая зеленая и синяя штрихпунктирная кривые соответствуют квазистатическим приливным взаимодействиям модели В. Красная сплошная кри-

вая соответствует случаю, когда диссипация описывается формулой (11), зеленая штриховая — формулой (10), а синяя штрихпунктирная — формулой (12).

Из рис. 6 видно, что наибольший вклад дают динамические приливы в режиме умеренно большой диссипации, но сам источник диссипации остается неопределен. Либо этим источником может быть турбулентная вязкость, либо диссипация может происходить за счет нелинейных эффектов. Динамические приливы в случае слабой диссипации за счет радиационной вязкости дают значительно меньший вклад в изменение орбитального периода. Таким образом, радиационная вязкость не является основным источником диссипации в звездах [11, 18].

Звездочкой на рис. 6 показаны данные наблюдений [10]. Наблюдательное значение изменения орбитального периода приблизительно на два порядка больше теоретической кривой, полученной за счет динамических приливов в режиме умеренно большой диссипации. Причина таких больших расхождений связана с недостаточным количеством наблюдательных данных.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе вычисляется изменение орбитального периода системы WASP-46 за счет квазистатических и динамических приливных взаимодействий. Основную роль в обмене углового момента и энергии между орбитальным движением и звездой играют диссипативные процессы. Именно они определяют скорость перекачки энергии и углового момента. Рассматривались три вида диссипативных процессов. В случае квазистатических приливных взаимодействий считалось, что диссипация происходит за счет турбулентной вязкости. В случае динамических приливных взаимодействий рассматривались два предельных случая: режим умеренно большой диссипации и режим слабой диссипации. В режиме слабой диссипации считалось, что затухания происходят за счет радиационной вязкости, а в режиме умеренно большой диссипации источник диссипации неопределен. Таким источником может быть турбулентная вязкость или нелинейные эффекты. Было показано, что радиационная вязкость недостаточно эффективна для описания наблюдательных данных. Наиболее эффективным режимом описания приливных взаимодействий оказались динамические приливные взаимодействия в режиме умеренно большой диссипации.

В случае квазистатических приливных взаимодействий были рассмотрены три случая эмпирической зависимости коэффициента турбулентной вязкости (10), (11), (12). Оказалось, что наиболее эффективная зависимость описывается коэффициентом турбулентной вязкости без подавления (12) и в некоторых случаях этот режим может описать наблюдательные данные [11].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 16-02-01043-а, 17-02-00788-а, 17-52-45053-ИНД-а) и Госзадания по научной программе ОКР «Миллиметр».

ЛИТЕРАТУРА

1. J.-P. Zahn, *Astron. Astrophys.* **57**, 383 (1977).
2. W. H. Press and S. A. Teukolsky, *Astrophys. J.* **213**, 183 (1977).
3. С. В. Чернов, *Письма в Астрон. ж.* **43**, 214 (2017).
4. I.-G. Jiang et al., *Astrophys. J.* **151**, 17 (2016).
5. S. Hoyer et al., *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **455**, 1334 (2016).
6. S. Hoyer et al., *Astron. J.* **151**, 137 (2016).
7. K. C. Patra et al., *Astron. J.* **154**, 10 (2017).
8. D. R. Anderson et al., *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **422**, 1988 (2012).
9. P. F. L. Maxted et al., *Astron. Astrophys.* **577**, A90 (2015).
10. R. Petrucci et al., *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **473**, 5126 (2018).
11. S. V. Chernov, P. B. Ivanov, and J. C. B. Papaloizou, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **470**, 2054 (2017).
12. E. R. Adams et al., *Astrophys. J.* **721**, 1829 (2010).
13. P. B. Ivanov and J. C. B. Papaloizou, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **353**, 1161 (2004).
14. P. B. Ivanov and J. C. B. Papaloizou, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **376**, 682 (2007).
15. J. C. B. Papaloizou and P. B. Ivanov, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **407**, 1631 (2010).
16. J.-P. Zahn, *Astron. Astrophys.* **220**, 112 (1989).
17. P. B. Ivanov, J. C. B. Papaloizou, and S. V. Chernov, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **432**, 2339 (2013).

18. N. N. Weinberg et al., *Astrophys. J. Lett.* **849**, 6 (2017).
19. C. Terquem et al., *Astrophys. J.* **502**, 788 (1998).
20. B. Paxton et al., *Astrophys. J. Supp.* **192**, 3 (2011).
21. B. Paxton et al., *Astrophys. J. Supp.* **208**, 4 (2013).
22. B. Paxton et al., *Astrophys. J. Supp.* **220**, 15 (2015).
23. S. V. Chernov, J. C. B. Papaloizou, and P. B. Ivanov, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **434**, 1079 (2013).
24. R. H. D. Townsend and S. A. Teitler, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **435**, 3406 (2013).
25. E. Böhm-Vitense, *Z. Astrophys.* **46**, 108 (1958).
26. J.-P. Zahn, *Ann. Astrophys.* **29**, 489 (1966).
27. G. I. Ogilvie and D. N. C. Lin, *Astrophys. J.* **661**, 1180 (2007).
28. J. Goodman and S. P. Oh, *Astrophys. J.* **486**, 403 (1997).
29. P. Goldreich and D. A. Keeley, *Astrophys. J.* **211**, 934 (1977).
30. P. Goldreich and P. D. Nicholson, *Icarus* **30**, 301 (1977).
31. C. G. Campbell and J. C. B. Papaloizou, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **204**, 433 (1983).