

О ВОЗМОЖНЫХ ПРИЧИНАХ МЕДЛЕННОГО
ВРАЩЕНИЯ BF Ori

С.Г.ШУЛЬМАН

Поступила 3 октября 2015

Принята к печати 16 декабря 2015

Обсуждаются возможные причины очень низкой по сравнению с другими звездами типа UX Ori проекционной скорости вращения у BF Ori. Рассматривается гипотеза о наличии тесного компаньона, замедляющего вращение звезды при приливном взаимодействии. На основе теории синхронизации и современных эволюционных моделей проведены численные расчеты взаимодействия для разных масс компаньона и значений большой полуоси. Показано, что для достижения при приливном взаимодействии наблюдаемой у BF Ori проекционной скорости требуется компаньон с массой, большей $0.5 M_{\odot}$. Наличие такого компаньона должно было бы быть обнаружено при наблюдениях. Высказано предположение, что низкая скорость вращения BF Ori скорее всего связана с распределением углового момента протозвездного облака между угловым моментом звезды и угловым моментом орбиты маломассивного компаньона.

Ключевые слова: *BF Ori; вращение*

1. *Введение.* Звезды типа UX Ori обладают проекционными скоростями вращения порядка 100–200 км/с (см., например, Гринин и Козлова [1]). Единственным исключением является звезда BF Ori, проекционная скорость которой оценивается как 39 ± 9 км/с [2]. Звезды типа UX Ori – это, в основном, звезды Ae/Be Хербига, наблюдаемые под небольшим углом к плоскости околзвездного диска [3,4]. При таком наклоне луч зрения пересекает неоднородную газопылевую атмосферу диска, что и объясняет наблюдаемую переменность. Для отдельных звезд угол наклона был определен методами интерферометрии. Он составил $\sim 70^\circ$ для KK Oph [5] и $72^\circ \pm 5^\circ$ для VV Ser [6].

По оценкам угол раствора диска должен быть порядка 35° [7]. Таким образом, угол между осью вращения звезды (которая должна быть близка к оси вращения диска) и лучом зрения должен быть не менее 55° . Из вышесказанного следует, что для звезд типа UX Ori скорость вращения на экваторе не должна сильно отличаться от проекционной скорости вращения. Если допустить, что звезды образуются из протозвездных облаков со схожими параметрами, возникает вопрос, почему скорость вращения BF Ori существенно ниже типичных для звезд данного класса. Ниже мы рассмотрим возможность уменьшения углового момента звезды в результате приливных возмущений, порождаемых гипотетическим

Таблица 1

**МАССА, РАДИУС, СВЕТИМОСТЬ, ЭФФЕКТИВНАЯ
ТЕМПЕРАТУРА, ВОЗРАСТ И МЕТАЛЛИЧНОСТЬ BF Ori ПО
ДАНЫМ РЗЛИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ**

	Ростопчина, [9]	Монтесинос и др., [10]	Алесиан и др., [2]
$M (M_{\odot})$	2.4	$2.61^{+0.25}_{-0.41}$	2.58 ± 0.14
$R (R_{\odot})$	3.0		3.26 ± 0.31
$\log(L/L_{\odot})$	1.59	1.79 ± 0.17	1.75 ± 0.7
$T_{\text{eff}} (K)$		8970	8750 ± 250
Age (Мут)	2.3	$3.2^{+0.9}_{-1.1}$	$3.15^{+0.58}_{-0.44}$
$[M/H]$			$+0.20 \pm 0.05$
$V \sin i$ (км/с)		$37 \pm 2(*)$	39 ± 9

* по данным Мора и др. [11].

компаньоном. Гипотеза о двойственности BF Ori уже высказывалась ранее в контексте одного из возможных объяснений двухкомпонентной структуры фотометрического цикла [8]. Данная работа посвящена анализу возможности объяснения низкой скорости вращения BF Ori в рамках гипотезы о ее двойственности.

В табл.1 приведены использованные наблюдательные данные о BF Ori из [2,9-11]. С их помощью мы смогли составить представление о ее нынешнем состоянии, которое использовалось при выборе эволюционного трека, по которому определялись недостающие для расчета влияния приливного взаимодействия параметры.

2. Модели звездной эволюции. При изучении эффектов, связанных с приливными взаимодействиями, важную роль играет внутреннее строение объектов. Мы рассматриваем звезду до Главной последовательности. За время существования ее характеристики сильно менялись. Мы учитываем изменения радиуса, светимости, момента инерции и расположения конвективных зон.

Приливное взаимодействие очень чувствительно к радиусу звезды и времени ее существования, поэтому классические модели звездной эволюции до Главной последовательности, основанные на равномерном сжатии протозвездного облака, не могут быть использованы напрямую. Палла и Сталер [12] показали, что процесс образования звезд промежуточных и больших масс проходит более сложно: протозвезда увеличивается в массе, благодаря аккреции на нее вещества из околзвездного облака и движется по линии рождения. Когда протозвезда достигает окончательной массы, она отходит от линии рождения и начинает свое движение вдоль эволюционного трека. При таком механизме образования звезды получаются

моложе, и в теории не возникают ненаблюдаемые молодые звезды больших светимостей.

В работе [13] было предложено использовать классические модели звездной эволюции, взяв за начало эволюции момент времени, когда звезда достигает значений на линии рождения. Применительно к задачам приливного взаимодействия этот метод рассматривался в работе Халиуллин и Халиуллина [14], в которой проведено подробное сравнение классических моделей эволюции и моделей с аккрецией на протозвезду. Также как и авторы процитированной статьи, мы использовали сетку эволюционных треков Сиесс и др. [15], поскольку эти модели содержат все необходимые для вычислений параметры. Характеристики звезды массы $M = 2.5 M_{\odot}$ на линии рождения $R_0 = 4.06 R_{\odot}$, $T_{eff} = 4.8 \cdot 10^3$ К взяты из статьи Палла и Сталер [13].

С учетом возраста и массы BF Op можно сделать вывод, что на линии рождения у нее было лучистое ядро и уменьшающаяся со временем конвективная оболочка. Через некоторое время (порядка 2.5 Мут) конвективная оболочка исчезла и звезда стала полностью радиативной и сейчас пребывает в таком состоянии. Конвективное ядро, присущее звездам промежуточных и больших масс на Главной последовательности, должно образоваться лишь в будущем.

3. Физика взаимодействия. Орбитальное движение компаньона приводит к возникновению периодического приливного потенциала, возмущающего звезду. Самого по себе этого потенциала обычно не достаточно для заметных изменений наблюдаемых свойств системы, но его влияние может очень заметно усиливаться физическими процессами в звезде. Исследованию этих процессов для звезд с различным внутренним строением было посвящено много работ.

Свойства возмущающего потенциала подробно изложены, например, в работах Александера [16] и Зана [17]. В данной работе мы сосредоточимся на применении к нашей задаче формул, уже учитывающих особенности наиболее эффективных для синхронизации физических механизмов.

3.1. Турбулентная вязкость в звездах с конвективными оболочками. Два наиболее эффективных и универсальных механизма были предложены Жан-Полем Заном для звезд с конвективными оболочками и конвективными ядрами. В основе первого лежит вязкое трение в турбулентных конвективных потоках, что возможно в звездах как с конвективными оболочками, так и с конвективными ядрами. А второй основан на возбуждении приливным потенциалом собственных колебаний звезды с конвективным ядром. Подробное описание изложено автором теории в [18].

На основании эволюционных данных мы рассмотрим лишь первый из

них, изложенный в классической работе 1977г. [17] и доработанный в 1989г. [19].

Изменение угловой скорости вращения звезды, Ω , описывается уравнением

$$-\frac{d}{dt}(I\Omega) = \frac{6}{t_F} q^2 MR^2 \left(\frac{R}{a}\right)^6 \lambda_2 (\Omega - \omega), \quad (1)$$

где

$$t_F = \left[\frac{MR^2}{L} \right]^{1/3}, \quad (2)$$

$$\lambda_2 \approx 0.019 \alpha^{4/3} \sqrt{\frac{3160}{3160 + \eta^2}}, \quad \eta = 2(\Omega - \omega)t_F. \quad (3)$$

В данных формулах I - момент инерции, a - большая полуось орбиты, ω - угловая скорость орбитального движения, q - отношение массы компаньона к звезде, t_F - характерное время конвективного трения, $\alpha \approx 2$ - параметр глубины перемешивания.

Кроме изменений угловой скорости вращения мы учитывали вызываемое приливным взаимодействием изменение большой полуоси

$$\frac{da}{dt} = -a \frac{12}{t_F} q(1+q) \left(\frac{R}{a}\right)^8 \lambda_2 \left(1 - \frac{\Omega}{\omega}\right). \quad (4)$$

3.2. Радиативные звезды. В 1975г. Пресс и др. [20] предложили механизм возникновения развитой турбулентности в звездах с протяженными радиативными оболочками. Локальные искривления газовых потоков, вызываемые комбинацией асинхронного вращения и приливных возмущений, оказываются неустойчивыми к возникновению турбулентности даже при незначительной асинхронности вращений.

В этом случае угловая скорость вращения изменяется по закону:

$$-\frac{d}{dt}(I\Omega) = \frac{224}{75} \frac{K_\mu}{R_T(1-e^2)^{9/2}} q^2 MR^2 \left(\frac{R}{a}\right)^9 (\Omega - \omega)^2, \quad (5)$$

где $R_T \approx 20$ - эффективное значение числа Рейнольдса, $K_\mu \approx 0.025$ - безразмерный параметр, e - эксцентриситет орбиты.

3.3. Крупномасштабные меридиональные потоки. В литературе также обсуждался механизм синхронизации, связанный с крупномасштабными меридиональными потоками в звезде, предложенный Тассуль [21]. Данный механизм оказался заметно эффективней остальных, но, как это отдельно отмечалось в статье [22], разработанный формализм обладает рядом ограничений применимости. В частности, он не может быть исполь-

зован в случаях, когда компоненты сильно различаются по массе или изначально присутствует большая асинхронность вращений.

Для формального описания возможности применимости разработанного механизма авторы вводят величины:

$$\varepsilon = \frac{|\Omega_i - \Omega_f|}{\Omega_{i,f}}, \quad \varepsilon_R = \frac{\Omega^2 R^3}{GM}, \quad \varepsilon_T = q \left(\frac{R}{a} \right)^3, \quad (6)$$

где Ω_i и Ω_f - начальная и конечная угловые скорости звезды, $\Omega_{i,f} = \max(\Omega_i, \Omega_f)$, а G - гравитационная постоянная.

Для введенных величин должны выполняться соотношения

$$\varepsilon < 1, \quad \varepsilon < (\varepsilon_T / \varepsilon_R)^{1/2}, \quad \varepsilon_R \approx \varepsilon_T. \quad (7)$$

В нашей задаче получается, что эти условия не выполняются (например, для $q=0.1$ и $a=10R$ мы получим $\varepsilon > (\varepsilon_T / \varepsilon_R)^{1/2}$. Поэтому к нашей задаче данный механизм применить нельзя.

4. Результаты. Мы использовали эволюционный трек для массы $M = 2.5 M_\odot$ и металличности $Z = 0.03$ от момента $t_0 = 1$ Мут, когда достигаются значения на линии рождения ($R = 4.07 R_\odot$, $T_{eff} = 4.8 \cdot 10^3$ К), до момента $t_1 = 4.39$ Мут, соответствующего современному состоянию ВФ Оп1 ($R = 3 R_\odot$, $T_{eff} = 8.7 \cdot 10^3$ К, $\log(L/L_\odot) = 1.7$). При этом модельное время существования звезды $t_1 - t_0 = 3.39$ хорошо соответствует возрасту из работ Монтесинос и др. [10] и Алесиан и др. [2].

Пока у звезды сохраняется существенная конвективная оболочка, используется механизм Зана, а потом - механизм Пресса, который является заметно менее эффективным. Поэтому основной вклад в уменьшение скорости вносит взаимодействие в первые 2.5 Мут. Начальная угловая скорость вращения выбиралась так, чтобы при отсутствии приливных взаимодействий звезда к настоящему моменту достигала типичных для звезд типа UX Оп1 скоростей вращения.

На рис.1 показаны изменения скорости вращения звезды во времени при различных значениях большой полуоси и отношения масс (серыми линиями показаны скорости вращения, которые при тех же значениях параметров показывала бы звезда, достигшая полной синхронизации вращения). В процессе эволюции до Главной последовательности у звезды сильно уменьшается момент инерции, что приводит к ускорению вращения. На графиках видно, что при большом отношении масс и большой полуоси около $25 R_\odot$ звезда близка к синхронизации в возрасте 2.5 Мут, когда механизм синхронизации Зана заканчивает свое влияние на вращение. После этого скорость вращения возрастает за счет изменения момента инерции.

Мы считали, что момент импульса звезды подвержен только изменениям, вызываемым приливным взаимодействием. В работе Ребулл и др. [23]

рассматривались вопросы изменения момента импульса звезд на ранних этапах эволюции. Было показано, что у части маломассивных звезд момент импульса уменьшается из-за взаимодействия магнитного поля

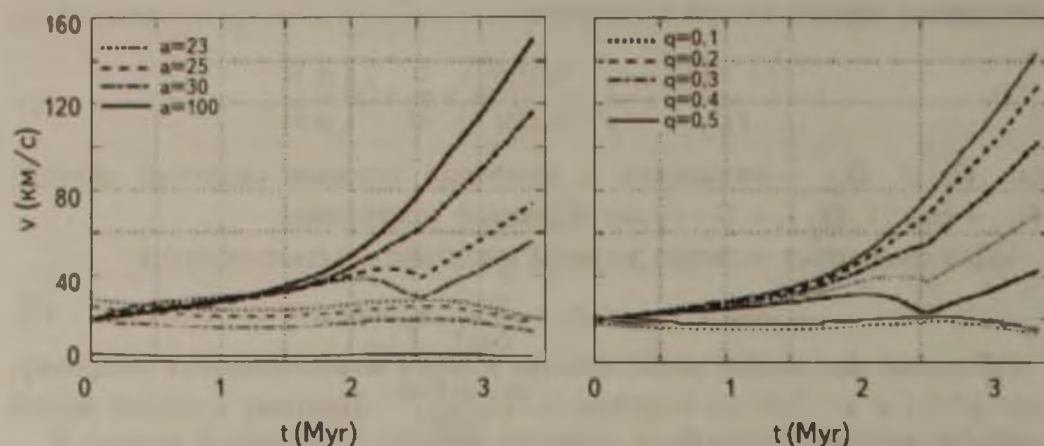


Рис.1. Зависимость скорости вращения от времени. На левом графике показаны результаты для отношения масс $q = 0.25$ и больших полуосей, равных 23, 25, 30 и 100 радиусов Солнца. На правом графике продемонстрированы данные для различных отношений масс от 0.1 до 0.5 и постоянного значения большой полуоси в 30 радиусов Солнца. На обоих графиках черными линиями показаны скорости вращения звезд, а серыми - соответствующие тем же условиям скорости вращения звезд, достигших состояния синхронизации.

звезды с околозвездным диском, а у остальных он сохраняется. В нашем случае такое взаимодействие невозможно из-за слабого магнитного поля BF Ori [2], следовательно, в отсутствии приливного взаимодействия с компаньоном момент импульса должен сохраняться.

Расчеты показали, что на этапе эволюции до Главной последовательности эффект синхронизации, вызванный приливными взаимодействиями компонент, может заметно замедлить вращение звезды. Механизм Пресса

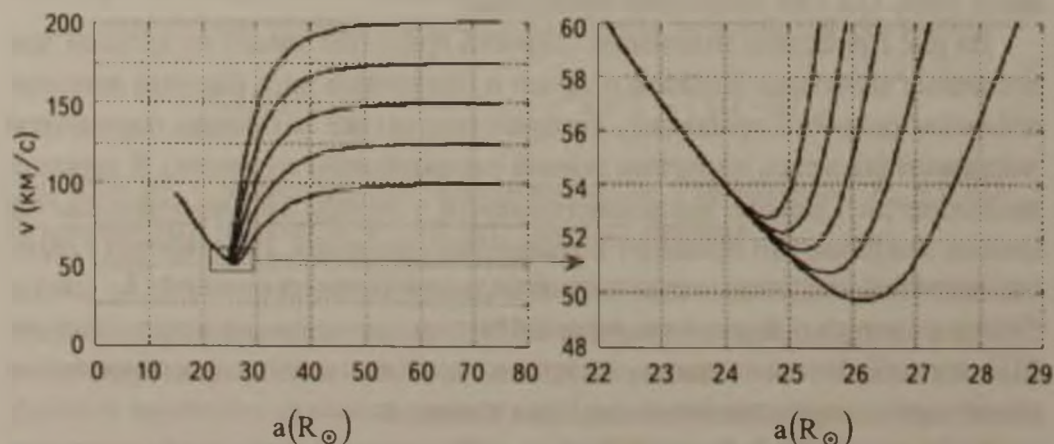


Рис.2. Зависимость скорости вращения от большой полуоси орбиты для разных значений начальной скорости вращения при отношении масс $q = 0.3$.

приводит к заметным изменениям скорости только при малых значениях большой полуоси (до 6-7 радиусов звезды). Для заметного эффекта на больших расстояниях описываемый этап эволюции слишком быстротечен.

Из графиков на рис.2 видно, что зависимость значения наименьшей скорости для фиксированного отношения масс слабо зависит от начальной скорости вращения. Так, например, для $q = 0.3$ изменение начальной угловой скорости в два раза приводит к изменению минимальной скорости менее чем на 4 км/с.

Зависимость от отношения масс получается существенно сильнее (см. рис.3). Это накладывает заметные ограничения на применение данной гипотезы, поскольку наличие массивного компонента в системе будет противоречить наблюдательным данным, согласно которым компонента не видно.

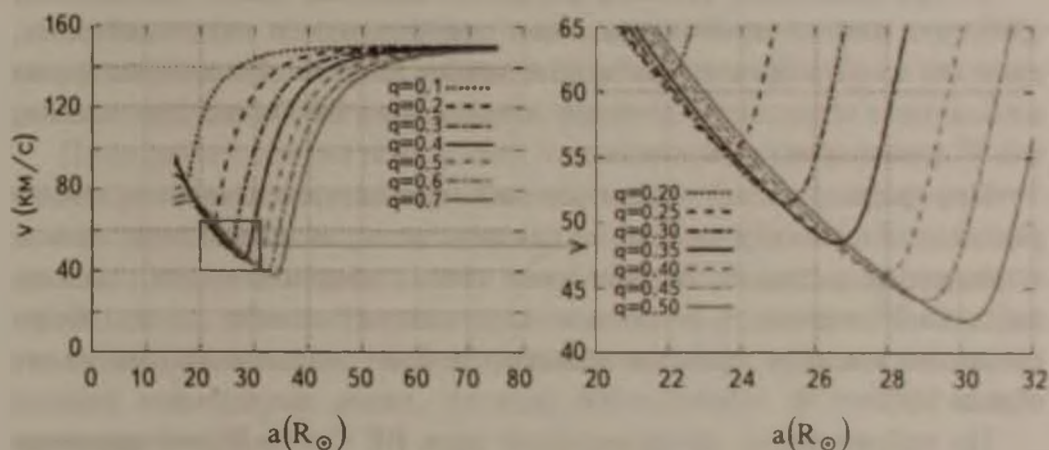


Рис.3. Зависимость скорости вращения от большой полуоси орбиты для разных значений отношения масс.

Также следует отметить, что увеличение массы компонента приводит к увеличению угловой орбитальной скорости, что, в свою очередь, приводит к большей скорости после полной синхронизации. Именно по этой причине линии, соответствующие разным значениям отношения масс, на рис.3 пересекаются.

Проведенные расчеты изменения скорости вращения звезды для разных отношений масс и больших полуосей орбиты показали, что вращение звезды до Главной последовательности может быть замедлено при приливном взаимодействии в несколько раз по сравнению с аналогичной звездой, не испытывающей влияния со стороны компаньона.

Мы получили, что наблюдаемую скорость ~ 40 км/с можно легко получить при отношении масс порядка 0.3 - 0.5. Для менее массивных компонент с $q = 0.2 - 0.3$ достичь этой скорости можно лишь при минимальном теоретически возможном угле между осью вращения звезды

и лучом зрения, составляющим $\sim 60^\circ$.

Наличие компонента с указанным выше отношением масс (массой $0.5 - 1.3 M_\odot$) приведет к орбитальному движению BF Ori, оказывающему заметное влияние на наблюдаемый спектр. Простая оценка для двойной системы звезд с массами $2.5 M_\odot$ и $0.5 M_\odot$ и большой полуосью $25 R_\odot$ даст орбитальную скорость движения главного компонента 26 км/с. Этой скорости достаточно для заметного периодического смещения фотосферных линий в спектре звезды. При большей массе компаньона или меньшей большой полуоси орбитальная скорость будет еще больше. Спектральные наблюдения, выполненные в работах [24,25], не выявили переменность положения спектральных линий BF Ori. Из этого следует, что предложенная гипотеза не подходит для объяснения скорости вращения BF Ori.

5. Орбитальный угловой момент. Большая масса компаньона, требуемая для замедления вращения при приливном взаимодействии, приводит к противоречию с наблюдательными данными. Рассмотрим другие возможности объяснения, почему угловой момент BF Ori заметно меньше, чем у других звезд данного типа.

При формировании звезды угловой момент протозвездного облака распределяется между звездой, ее компаньонами, околозвездным диском и планетной системой. Значительная часть углового момента уносится звездными ветрами, в результате чего угловой момент звезды будет составлять меньшую часть изначального углового момента протозвездного облака [26].

По наблюдениям, околозвездный диск BF Ori не имеет заметных отличий от дисков других звезд типа UX Ori, но можно показать, что сравнительно небольшое по массе тело в окрестности BF Ori будет иметь угловой момент, сравнимый с угловым моментом самой звезды.

Проведем простые оценки для сравнения момента импульса звезды

$$J = (\bar{I} M R^2) \frac{v}{R} = \bar{I} M R v, \quad (8)$$

где v - скорость вращения звезды, а $\bar{I} = I/(M R^2)$ - угловой момент звезды в единицах массы звезды, умноженной на радиус звезды в квадрате (в таких единицах момент инерции дается в моделях Сиесс и др. 2000 [15]), с орбитальным угловым моментом компаньона

$$J_{orb} = (q M a^2) \frac{U_K}{a}, \quad (9)$$

где $U_K = \sqrt{GM/a}$ - кеплеровская скорость движения компаньона. Подставив ее в (9), получим

$$J_{orb} = q M^{1/2} a^{1/2} G^{1/2}. \quad (10)$$

Теперь, приравняв угловые моменты J и J_{rot} , получим выражение для большой полуоси компаньона

$$a = \frac{\tilde{I}^2 v^2 R^2}{MGq^2}. \quad (11)$$

На основе полученной формулы сделаем приближенную оценку, подставив типичные для звезды типа UX Ori значения ($v = 200$ км/с, $\tilde{I} = 0.1$):

$$\frac{a}{R} = 0.2 \tilde{I}^2 \frac{R}{R_{\odot}} \frac{M_{\odot}}{M} \frac{1}{q^2}, \quad (12)$$

что для $R = 3R_{\odot}$ и $M = 2.5M_{\odot}$ даст

$$\frac{a}{R} = 2.5 \cdot 10^{-3} \frac{1}{q^2}. \quad (13)$$

Это означает, что, например, маломассивный компаньон с $q = 0.01$, имеющий большую полуось орбиты в 25 радиусов звезды, будет обладать таким же угловым моментом, как и звезда.

Проведенная оценка показывает, что, если при формировании BF Ori часть углового момента протозвездного облака трансформировалась в угловой момент маломассивного компаньона, а не в угловой момент вращения звезды, то наличие компаньона, масса которого много меньше массы звезды, может объяснить наблюдаемую скорость вращения BF Ori. При этом спектр компаньона не будет виден, а движение компаньона сможет вызвать возмущения диска, дающие наблюдаемую фотометрическую переменность [8].

Поскольку угловой момент протозвездного облака распределяется между несколькими составляющими системы, оценка (13) может служить объяснением наблюдаемой скорости вращения, но не дает определенных предсказаний о массе компаньона и большой полуоси его орбиты.

6. Заключение. Мы провели расчеты вызываемого приливными взаимодействиями изменения скорости вращения звезды для разных значений отношений масс компонентов и больших полуосей орбиты. Мы установили, что вращение звезды до Главной последовательности может быть значительно замедлено. Показано, что наблюдаемую у BF Ori проекционную скорость вращения ~ 40 км/с можно получить при отношении масс, большем 0.2. Тогда компаньон будет иметь массу больше $0.5M_{\odot}$, что приводило бы к наличию заметного изменения положения спектральных линий из-за орбитального движения BF Ori. Поэтому мы считаем, что такое объяснение наблюдаемой скорости вращения BF Ori невозможно.

Была сделана оценка массы гипотетического маломассивного компонента и большой полуоси его орбиты, при которых орбитальный угловой момент

компаньона сравним с угловым моментом, характерным для звезд типа UX Ori. Она показала, что наличие компаньона с массой порядка одной сотой массы звезды на расстоянии 25 радиусов звезды может объяснить наблюдаемую скорость вращения, исходя из предположения, что угловой момент протозвездного облака должен распределяться между звездой, диском и гипотетическим компаньоном.

Мы надеемся, что интерферометрические наблюдения BF Ori помогут уточнить угол наклона диска и решить вопрос о двойственности звезды.

Автор благодарен В.П.Грину, П.П.Петрову и М.А.Погодину за ценные советы и обсуждение полученных результатов и В.В.Орлову за внимательное прочтение рукописи и ценные замечания.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 15-02-09191.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: sgshulman@gmail.com
Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

POSSIBLE REASONS OF BF Ori SLOW ROTATIONAL VELOCITY

S.G.SHULMAN

Very low compared to other UX Ori type stars projected rotational velocity of BF Ori is discussed. The slow rotation is hypothesized to be a result of a tidal interaction with a close companion. The numerical computations based on a synchronization theory and modern evolutionary stellar models are hold for various mass ratios and semi-major axes. We find that for reaching observed projected rotational velocity of BF Ori the companion must be of a mass, which is greater then $0.5 M_{\odot}$. Such companion might be already discovered during the observations. The assumption that low rotational velocity of BF Ori is likely connected with a distribution of a protostar's angular momentum between the star and an orbit of a low mass companion is made.

Key words: *BF Ori: rotation*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.П.Гринин, О.В.Козлова, *Астрофизика*, **43**, 329, 2000, (*Astrophysics*, **43**, 239, 2000).
2. E.Alecian, G.A.Wade, C.Catala et al., *Mon. Not. Roy Astron. Soc.*, **429**, 1001, 2013.
3. V.P.Grinin, N.N.Kiselev, G.P.Chernova, N.Kh.Minikhulov, N.V.Voshchinnikov, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **186**, 283, 1991.
4. A.Natta, V.P.Grinin, V.Mannings, H.Ungerechts, *Astrophys. J.*, **491**, 885, 1997
5. A.Kreplin, G.Weigelt, S.Kraus et al., *Astron. Astrophys.*, **551**, A21, 2013.
6. K.M.Pontoppidan, C.P.Dullemond, G.A.Blake et al., *Astrophys. J.*, **656**, 991, 2007.
7. A.Natta, V.P.Grinin, V.Mannings, in "Protostars and Planets, IV", 2000, p.559.
8. В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина, О.Ю.Барсунова, Т.В.Демидова, *Астрофизика*, **53**, 407, 2010, (*Astrophysics*, **53**, 367, 2010).
9. А.Н.Ростопчина, *Астрон. ж.*, **76**, 136, 1999, (*Astron. Reports*, **43**, 1999, 113).
10. B.Montesinos, C.Eiroa, A.Mora, B.Merrin, *Astron Astrophys.*, **495**, 901, 2009.
11. A.Mora, B.Merrin, E.Solano et al., *Astron. Astrophys.*, **378**, 116, 2001.
12. F.Palla, S.W.Stahler, *Astrophys. J.*, **360**, L47, 1990.
13. F.Palla, S.W.Stahler, *Astrophys. J.*, **418**, 414, 1993.
14. Kh.F.Khaliullin, A.I.Khaliullina, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **411**, 2804, 2011
15. L.Siess, E.Dufour, M.Forestini, *Astron. Astrophys.*, **358**, 593, 2000.
16. M.E.Alexander, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **23**, 459, 1973.
17. J.-P.Zahn, *Astron. Astrophys.*, **57**, 383, 1977.
18. J.-P.Zahn, *EAS Publ. Ser.*, **29**, 67, 2008.
19. J.-P.Zahn, *Astron. Astrophys.*, **220**, 112, 1989.
20. W.H.Press, P.J.Wiita, L.L.Smarr, *Astrophys. J.*, **202**, L135, 1975.
21. J.-L.Tassoul, *Astrophys. J.*, **322**, 856, 1987
22. M.Tassoul, J.-L.Tassoul, *Astrophys. J.*, **481**, 363, 1997.
23. L.M.Rebull, S.C.Wolff, S.E.Strom, *Astron. J.*, **127**, 1029, 2004.
24. P.Corporon, A.-M.Lagrange, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **136**, 429, 1999.
25. V.P.Grinin, O.V.Kozlova, A.Natta et al., *Astron. Astrophys.*, **379**, 482, 2001.
26. R.E.Pudritz, S.Matt, *EPJ Web of Conferences*, **64**, 04001, 2014.

