

DOI: 10.54503/0571-7132-2022.65.1-151

АСИНХРОННОСТЬ ВРАЩЕНИЯ МАССИВНОЙ ЗВЕЗДЫ В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

С.В.ЧЕРНОВ

Поступила 5 декабря 2021

Принята к печати 16 февраля 2022

В работе исследуется проблема асинхронности вращения массивных звезд в тесных двойных системах. Рассматривается массивная звезда с массой две массы Солнца, которая имеет конвективное ядро и внешнюю зону лучистого переноса (оболочку). Моделирование выполняется с учетом влияния компаньона на звезду. Предполагается, что диссипация приливного потока происходит за счет радиационной вязкости. Асинхронность массивных звезд объясняется псевдосинхронизацией и дифференциальным вращением звезды.

Ключевые слова: *тесные двойные системы; приливные взаимодействия; асинхронные звезды; массивные звезды*

1. Введение. Одним из наблюдательных проявлений приливных взаимодействий [1-3] в тесных двойных системах является синхронизация частот, при которой период осевого вращения звезды (планеты) равен орбитальному периоду вращения [4]. Луна всегда обращена к Земле одной и той же стороной, что является наглядным примером приливных взаимодействий. Система Плутон-Харон взаимно синхронно вращаются. И Плутон, и Харон всегда обращены друг к другу одной и той же стороной.

В системах звезда-звезда (звезда-планета) это не всегда так. Система может стремиться к состоянию синхронного вращения, но не достигать его, а находиться достаточно долго в состоянии асинхронности, когда период вращения звезды близок, но не равен орбитальному периоду. В работе [5] были проанализированы данные 2278 затменных двойных систем, многие из которых оказались асинхронны. Если орбитальный период меньше периода вращения звезды $P_{orb}/P_{rot} < 1$, то такое состояние называется субсинхронизованным, в обратном случае, $P_{orb}/P_{rot} > 1$ - сверхсинхронизованным [5]. Одним из примеров двойной системы, когда наблюдается субсинхронизованное и сверхсинхронизованное вращение, является система KIC 8736245 [6], у которой орбитальный период равен $P_{orb} = 5.07$ сут, а периоды вращения звезд $P_1 = 4.98$ и $P_2 = 5.87$ сут, соответственно. Такое асинхронное вращение объясняется либо псевдосинхронизацией, либо дифференциальным вращением звезды (см. [7]).

В работах [8,9] исследовались массивные звезды в тесных двойных системах с массами порядка $M \sim 15 - 20 M_{\odot}$. Было показано, что двойные системы HD 93343, HD 96264A вращаются несинхронно. Наличие достаточно большого эксцентриситета у этих систем, $e=0.398$ для HD 93343 и $e=0.265$ для HD 96264A, непосредственно свидетельствует о том, что данные системы находятся в режиме псевдосинхронизации. В работе [10] исследовались шесть массивных двойных систем с орбитальным периодом $P_{orb} = 1 - 5$ сут, для которых удалось измерить скорости вращения звезд. Оказалось, что все системы вращаются несинхронно (см. [11]).

Для систем звезда-планета, в работе [12] было показано, что для коротко-периодических планет с орбитальным периодом $1 < P_{orb} < 10$ сут планета с радиусом больше шести радиусов Земли находится либо в синхронном, либо в асинхронном состоянии.

В работе [7] рассматривалась асинхронность солнцеподобных звезд в тесных двойных системах и было показано, что в зависимости от начальных орбитальных параметров тесная двойная система может достаточно долго находиться в асинхронном состоянии за время жизни звезды на Главной последовательности (ГП) либо за счет псевдосинхронизации, либо за счет дифференциального вращения звезды. В работах [13,14] рассматривается гидродинамический механизм, объясняющий синхронность звезд в двойных системах.

В данной работе исследуется асинхронность двойной системы, содержащей массивную звезду с массой, равной двум массам Солнца. Такие звезды состоят из конвективного ядра и внешней зоны лучистого переноса. В отличие от солнцеподобных звезд, где диссипация приливного потока происходит за счет конвекции, в массивных звездах она осуществляется за счет радиационной вязкости [15,16] (см. [17]). В работе моделируется эволюция массивной звезды в двойной системе с учетом влияния компаньона на звезду и показано, что двойная система за время жизни звезды на ГП может достаточно долго находиться как в синхронном, так и в асинхронном состоянии. Также было показано, что характерные времена диссипации за счет радиационной вязкости для массивных звезд [18] значительно меньше характерных времен диссипации за счет конвекции для солнцеподобных звезд [19,20].

2. Постановка задачи. Рассматривается двойная система, состоящая из массивной звезды с массой, равной двум массам Солнца $M_1 = 2 M_{\odot}$ и компаньона с массой M_2 , орбитальным периодом P_{orb} и эксцентриситетом e . Компаньон рассматривается как точечный источник, который влияет на эволюцию массивной звезды за счет изменения массы и углового момента.

К такому изменению приводят следующие эффекты, которые учитывались при моделировании звезды: потеря массы звездной компоненты за счет ветра, аккреция доли массы ветра на компаньон, перетекание вещества, заполняющего полость Роша, влияния приливных взаимодействий на звезду, спин-орбитальное взаимодействие, магнитное торможение и гравитационное излучение. Более подробно см. [7,21,22].

Помимо этого на эволюцию звезды влияет перемешивание вещества в самой звезде и перераспределение углового момента за счет конвекции и неустойчивостей связанных с дифференциальным вращением самой звезды. В данной работе рассматривались следующие виды неустойчивостей: конвекция, полуконвекция, овершутинг, динамическая сдвиговая неустойчивость, вековая сдвиговая неустойчивость, меридиональная циркуляция (циркуляция Эддингтона-Свита), неустойчивость Солберга-Хойланда и неустойчивость Голдрайха-Шуберта-Фрике. Более подробно о каждом виде неустойчивости и его применимости в звездах можно найти в работах [23-25,7].

Моделирование осуществлялось с помощью свободного кода MESA версии 15140 [26,27,21].

3. Параметры моделирования. В работе проводится численное моделирование эволюции массивной звезды в двойной системе с учетом влияния компаньона на саму звезду в зависимости от начальных орбитальных параметров (орбитальный период, эксцентриситет, масса компаньона). Масса массивной звезды задавалась равной двум массам Солнца $M_1 = 2 M_\odot$, масса компаньона выбиралась равной $M_2 = 0.01; 0.1; 1; 10 M_\odot$. Начальный орбитальный период выбирался равным $P_{orb} = 5; 7.5; 10$ сут. Эксцентриситет задавался равным $e = 0; 0.2; 0.4; 0.6; 0.8$. Всего было рассмотрено 60 моделей. В начальный момент моделирования звезды $t = 10^5$ лет задавалось твердотельное вращение с линейной скоростью на поверхности звезды, равной $v_{sur} = 2$ км/с, что соответствует начальному периоду вращения на поверхности массивной звезды равному $P_{rot} = 41$ сут, которая в свою очередь соответствует субсинхронизованному состоянию $P_{orb}/P_{rot} < 1$ для всех начальных орбитальных периодов. Моделирование проводилось до момента времени $t \approx 10^9$ лет или пока орбитальный период не станет меньше одного дня, $P_{orb} < 1$. Более подробно о параметрах моделей звезды можно найти в работе [7].

4. Результаты. В данном разделе представлены результаты эволюции параметров орбиты (эксцентриситета, орбитального периода и отношения периода вращения звезды к орбитальному периоду) тесной двойной системы в зависимости от возраста звезды. Для наглядности на рис.1-8 представлено несколько моделей. Результаты для всех моделей представлены в конце статьи.

4.1. *Изменение эксцентриситета.* Изменение эксцентриситета может происходить либо за счет приливных взаимодействий, либо за счет аккреции звездного ветра или нестационарного заполнения полости Роша (механизм Сокера [28]). В данной работе основной вклад в изменение эксцентриситета вносят приливные взаимодействия, которые будут стремиться циркулизовать орбиту. Увеличение эксцентриситета за счет механизма Сокера происходит для ненулевых эксцентриситетов на более поздних стадиях эволюции звезды, но не приводит к существенным изменениям.

Орбита с начальным нулевым эксцентриситетом будет эволюционировать без его изменения. Это следует из формул (17-20) статьи [7]. Для $e = 0$ интеграл за полный орбитальный период также будет равен нулю, поэтому рассмотрим нетривиальный случай с ненулевым начальным эксцентриситетом.

На рис.1 показан пример зависимости эксцентриситета от возраста массивной звезды в зависимости от начальных орбитальных параметров. Масса компаньона равна одной массе Солнца $M_2 = 1 M_\odot$, начальный эксцентриситет равен $e = 0.2$ и $e = 0.6$, начальный орбитальный период равен $P_{orb} = 5$ сут (кривая отмечена кружком), $P_{orb} = 7.5$ сут (треугольником) и $P_{orb} = 10$ сут (квадратом). Из рис.1 видно, что чем меньше начальный орбитальный период, тем быстрее происходит эволюция эксцентриситета вследствие приливных взаимодействий. Этот же эффект наблюдается для остальных случаев (см. рис.2), чем больше эксцентриситет, тем быстрее будут происходить его изменения. Это связано с сильной зависимостью изменения эксцентриситета от фактора $(1 - e^2)$ (см. формулу (20))

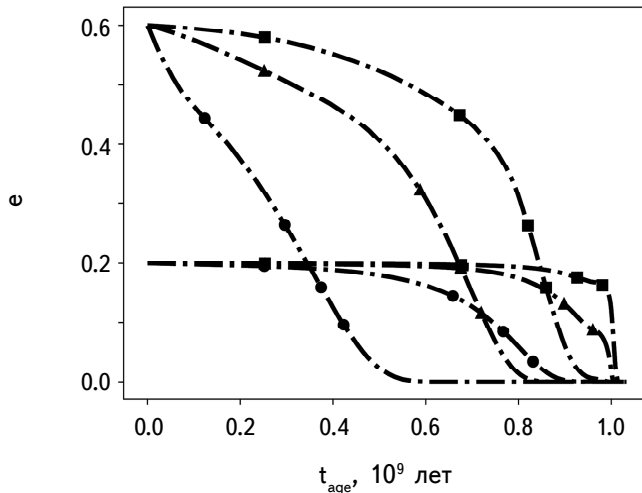


Рис.1. Изменение эксцентриситета тесной двойной системы в зависимости от возраста основной звезды (в годах). Начальный эксцентриситет равен $e = 0.2$ и $e = 0.6$ для начальных орбитальных периодов $P_{orb} = 5$ сут (кривая отмечена кружком), 7.5 сут - треугольником и 10 сут - квадратом. Масса компаньона равна $1 M_\odot$ (штрих-пунктирные кривые). Стиль кривых соответствует стилю кривых на рис.2.

статьи [7]). Из рис.2 наблюдается нелинейная зависимость изменения эксцентриситета орбиты в зависимости от массы компаньона. Это связано с тем, что параметр масса компаньона входит также в орбитальный период, изменение которого также изменяет эксцентриситет двойной системы.

Изменение эксцентриситета для всех моделей показано на рис.2 для начального эксцентриситета, $e = 0.2; 0.4; 0.6; 0.8$, соответственно. Сплошная кривая соответствует массе компаньона, равной $M = 0.01 M_{\odot}$, штриховая - $M = 0.1 M_{\odot}$, штрих-пунктирная кривая - $M = 1 M_{\odot}$, пунктирная $M = 10 M_{\odot}$. Разные метки соответствуют следующим параметрам: кружок - начальный орбитальный период $P_{orb} = 5$ сут, треугольник - $P_{orb} = 7.5$ сут, квадрат - $P_{orb} = 10$ сут.

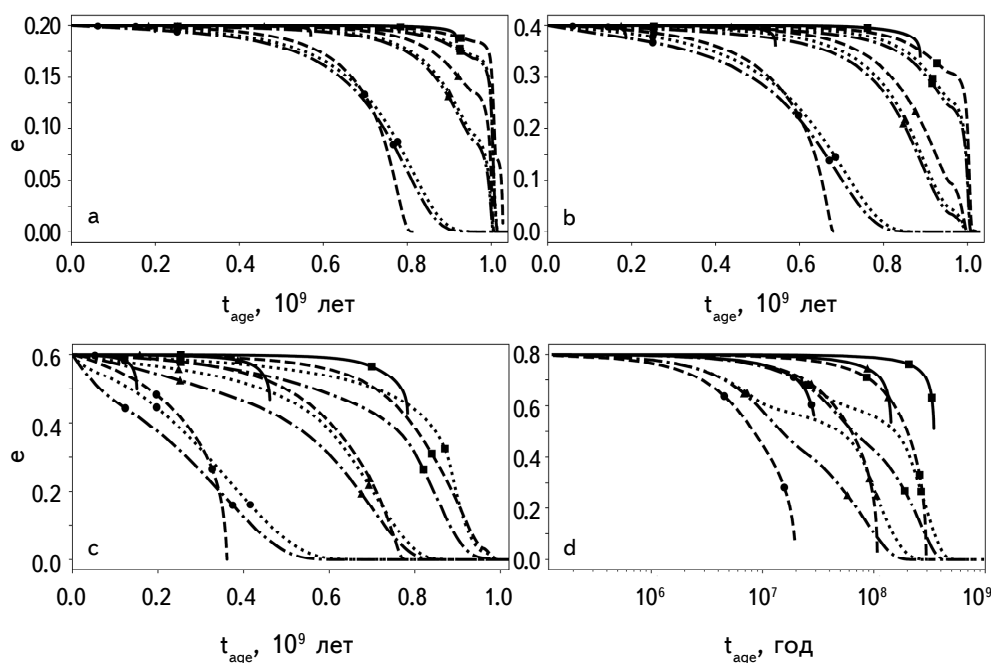


Рис.2. Изменение эксцентриситета тесной двойной системы в зависимости от возраста основной звезды. а) Начальный эксцентриситет равен $e = 0.2$, б) - $e = 0.4$, в) - $e = 0.6$ и д) $e = 0.8$. Начальный орбитальный период $P_{orb} = 5$ сут (кривые отмечены кружком), 7.5 сут (треугольником) и 10 сут (квадратом). Масса компаньона равна $M_2 = 0.01 M_{\odot}$ (сплошные кривые), $0.1 M_{\odot}$ (пунктирные кривые), $1 M_{\odot}$ (штрих-пунктирные кривые) и $10 M_{\odot}$ (пунктирные кривые).

4.2. Изменение орбитального углового момента. В изменение орбитального углового момента основной вклад вносят три процесса: магнитное торможение, потеря массы звездной компоненты и спин-орбитальное взаимодействие. Потеря массы звездной компоненты происходит как за счет ветра, так и за счет перетекания массы, заполняющих полость Роша. Гравитационное

излучение не вносит существенный вклад в изменение углового момента. Компонента изменения углового момента, связанная со спин-орбитальным взаимодействием, может менять знак в процессе эволюции. Это связано с тем, что в течение эволюции массивной звезды угловой момент может переноситься как от звезды в орбиту, так и в обратном направлении. На рис.3 показан пример изменения орбитального углового момента для модели с начальными параметрами: масса компаньона равна $M_2 = 1M_\odot$, начальный орбитальный период равен $P_{orb} = 5$ сут и начальный эксцентриситет равен $e = 0.6$. На ранней стадии эволюции массивной звезды (до момента времени $t \approx 10^8$ лет) преобладает спин-орбитальное взаимодействие (штриховая кривая).

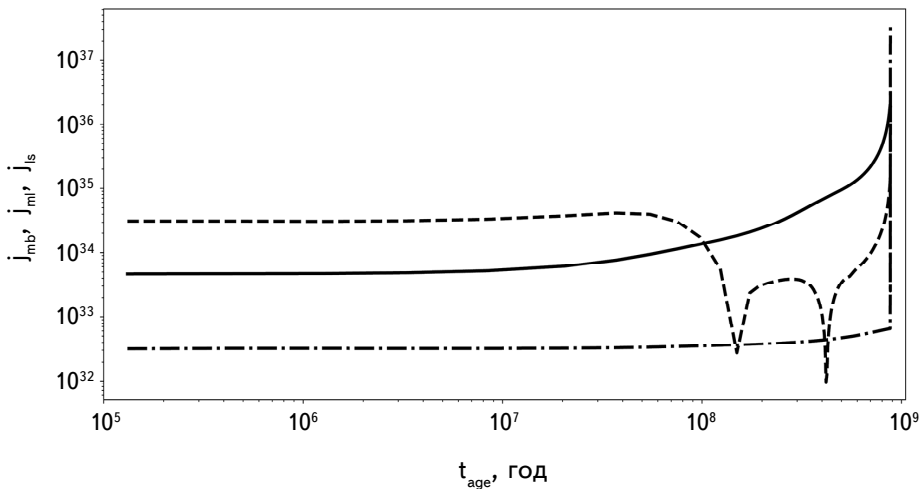


Рис.3. Изменение углового момента за счет магнитного торможения, потеря массы звезды за счет ветра и спин-орбитального взаимодействия в зависимости от возраста основной звезды (в годах). Начальный эксцентриситет равен $e = 0.6$, начальный орбитальный период $P_{orb} = 5$ сут, масса компаньона $1M_\odot$. Сплошная кривая соответствует магнитному торможению, штрих-пунктирная кривая - потере массы звезды за счет ветра и штрихованная кривая - спин-орбитальному взаимодействию.

При временах $t \approx 10^8$ лет начинает преобладать магнитное торможение (сплошная кривая). При дальнейшей эволюции массивной звезды начинается заполнение полости Роша и на поздних стадиях начинает преобладать потеря массы за счет перетекания вещества из массивной звезды на компаньон (штрих-пунктирная кривая).

Для $M_2 = 0.01M_\odot$ изменение орбитального момента происходит за счет магнитного торможения для всех орбитальных периодов и эксцентриситетов. Для $M_2 = 0.1M_\odot$ изменение орбитального периода происходит за счет магнитного торможения и спин-орбитального взаимодействия. Для орбитального

периода $P_{orb} = 5$ сут магнитное торможение на порядок преобладает над спин-орбитальными взаимодействиями для всех эксцентриситетов, кроме $e = 0.8$. Для орбитальных периодов $P_{orb} = 7.5$ и $P_{orb} = 10$ сут магнитное торможение порядка спин-орбитального взаимодействия по абсолютной величине. В ходе эволюции основной звезды спин-орбитальное взаимодействие может менять знак. Для $M_2 = 1M_\odot$ изменение орбитального периода происходит за счет магнитного торможения, спин-орбитального взаимодействия и потери массы звезды за счет ветра. Для орбитального периода $P_{orb} = 5$ сут орбитальный момент изменяется за счет магнитного торможения и спин-орбитального взаимодействия. Для орбитального периода $P_{orb} = 7.5$ сут магнитное торможение и спин-орбитальное взаимодействие приблизительно на порядок преобладают над потерей массы звезды за счет ветра. Для орбитального периода $P_{orb} = 10$ сут все три эффекта дают равные вклады, кроме случая, когда эксцентриситет равен $e = 0.8$. В последнем случае преобладает магнитное торможение. Для $M_2 = 10M_\odot$ изменение орбитального периода происходит либо за счет магнитного торможения, либо за счет потери массы звезды за счет ветра. Спин-орбитальное взаимодействие дает незначительный вклад только для орбитального периода $P_{orb} = 7.5$ сут. Для орбитального периода $P_{orb} = 5$ сут основной вклад дает только магнитное торможение, а потеря массы звезды за счет ветра дает незначительный вклад. Для орбитального периода $P_{orb} = 7.5$ и $P_{orb} = 10$ сут основной вклад дает потеря массы звезды за счет ветра.

4.3. Изменение орбитального периода. Орбитальный период может изменяться либо за счет изменения орбитального углового момента, либо за счет изменения массы звезды, или же за счет изменения эксцентриситета системы.

На рис.4 показан график зависимости изменения орбитального периода в днях в зависимости от возраста звезды в годах для моделей с начальным орбитальным периодом $P_{orb} = 5; 7.5; 10$ сут и эксцентриситетом $e = 0.2$ - штрих-пунктирная кривая отмечена треугольником и $e = 0.6$ - штрих-пунктирная кривая - крестиком, соответственно. Масса компаньона равна $M_2 = 1M_\odot$. Для данных моделей орбитальный период уменьшается с течением времени. Это происходит за счет изменения орбитального углового момента и эксцентриситета системы. Изменением массы звезды можно пренебречь. Из рис.4 видно, что для систем с большим эксцентриситетом уменьшение орбитального периода происходит быстрее, чем для систем с меньшим эксцентриситетом. Это обусловлено тем фактом, что для данной модели с $e = 0.6$ изменение эксцентриситета преобладает над изменением орбитального углового момента до момента времени, когда эксцентриситет будет близок к нулю. Для данных моделей этот момент времени приблизительно равен

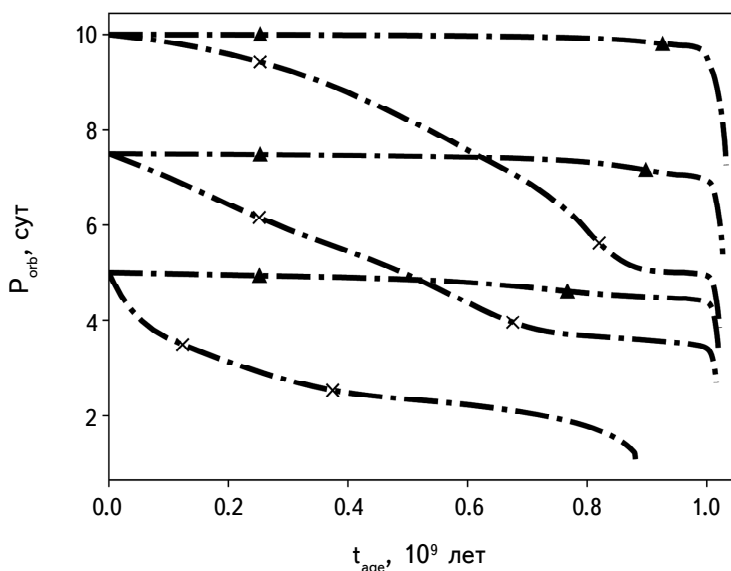


Рис.4. Изменение орбитального периода в днях в зависимости от возраста основной звезды (в годах). Начальный орбитальный период равен $P_{orb} = 5$, $P_{orb} = 7.5$ и $P_{orb} = 10$ сут. Начальный эксцентриситет равен $e = 0.2$ (кривая отмечена треугольником) и $e = 0.6$ (крестом). Масса компаньона равна $1M_{\odot}$ (штрих-пунктирные кривые). Стиль кривых соответствует стилю кривых на графиках (5).

$t \approx 7 - 8 \cdot 10^8$ лет. Для эксцентриситета $e = 0.2$ изменение орбитального углового момента преобладает над изменением эксцентриситета, вследствие чего изменение эксцентриситета вносит незначительный вклад.

Изменение орбитального периода для всех моделей показано на рис.5. Обозначения следующие: кривая, отмеченная кружком, относится к эксцентриситету $e = 0$, треугольником - $e = 0.2$, квадратом - $e = 0.4$, крестиком - $e = 0.6$ и знаком плюс - $e = 0.8$. Сплошная кривая относится к массе компаньона $M_2 = 0.01M_{\odot}$, штриховая кривая - $M_2 = 0.1M_{\odot}$, штрих-пунктирная кривая - $M_2 = 1M_{\odot}$ и пунктирная кривая - $M_2 = 10M_{\odot}$. Для моделей с эксцентриситетом, равным нулю $e = 0$, изменение орбитального периода будет происходить за счет изменения орбитального момента и массы звезды за счет ветра. Для массивных звезд с массой $M_2 = 10M_{\odot}$ изменение орбитального периода происходит за счет изменения массы звезды. Изменение орбитального момента существенно для моделей с массами $M_2 = 1$; 0.1 ; $0.01M_{\odot}$.

Для эксцентриситета не равного нулю, $e \neq 0$, изменение эксцентриситета приводит к изменению орбитального периода. С увеличением эксцентриситета, изменение массы звезд меньше будет влиять на орбитальный период. Только для модели с параметрами $M_2 = 10M_{\odot}$, $P_{orb} = 10$ сут и $e = 0.2$ изменение массы

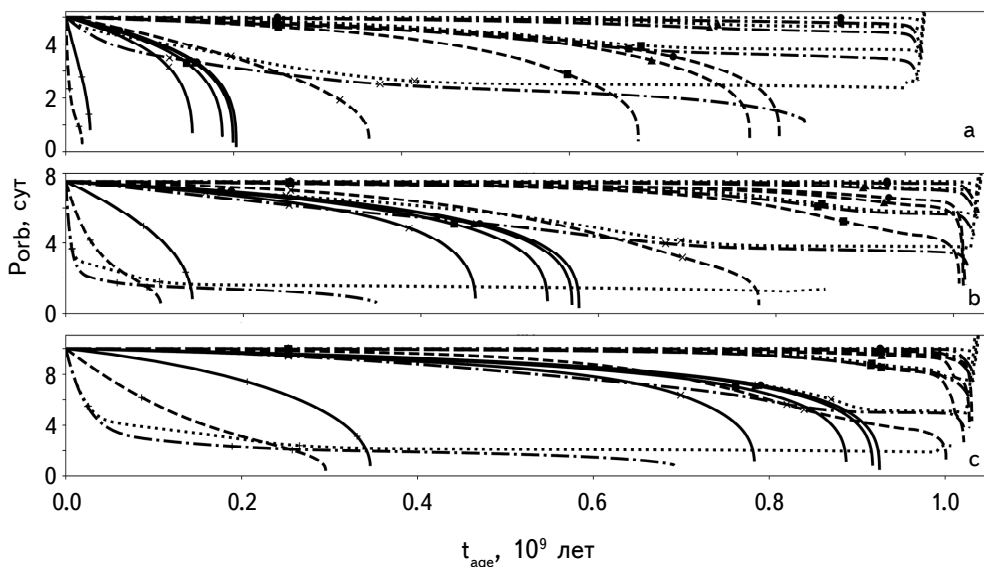


Рис.5. Зависимость орбитального периода двойной системы (в днях) от возраста основной звезды (в годах). а) Начальный орбитальный период равен $P_{orb} = 5$ сут, б) - $P_{orb} = 7.5$ сут, в) - $P_{orb} = 10$ сут. Приведены кривые для начального эксцентриситета $e = 0$ (отмечены кружком), $e = 0.2$ (треугольником), $e = 0.4$ (квадратом), $e = 0.6$ (крестом), $e = 0.8$ (знаком плюс). Масса компаньона равна $M_2 = 0.01 M_\odot$ (сплошные кривые), $M_2 = 0.1 M_\odot$ (пунктирные кривые), $M_2 = M_\odot$ (штрих-пунктирные кривые) и $M_2 = 10 M_\odot$ (пунктирные кривые).

звезд дает сравнимый вклад с изменением орбитального момента и эксцентриситета. Таким образом, при ненулевом эксцентриситете изменение орбитального периода происходит за счет изменения эксцентриситета и орбитального углового момента. Просматривается следующая тенденция. С увеличением эксцентриситета и с увеличением массы компаньона вклад от изменения эксцентриситета растет, а от изменения орбитального углового момента - падает. Если оба эффекта дают сравнимые вклады, то на ранней стадии преобладает изменение эксцентриситета, а на более поздних стадиях преобладает изменение орбитального углового момента.

4.4. Изменение отношения орбитального периода к периоду вращения массивной звезды. На рис.6 показан график зависимости отношения вращательного периода к орбитальному в зависимости от возраста массивной звезды в годах для разных начальных орбитальных периодов $P_{orb} = 5$, $P_{orb} = 7.5$ и $P_{orb} = 10$ сут. Штрих-пунктирная кривая, отмеченная треугольником, соответствует начальному эксцентриситету $e = 0.2$, штрих-пунктирная кривая, отмеченная крестиком, $e = 0.6$. Масса компаньона равна $M_2 = 1 M_\odot$. Изначально двойная система находится в субсинхронизованном состоянии, так как $P_{rot}/P_{orb} > 1$. Для эксцентриситета $e = 0.2$ эволюция отношения

вращательного периода к орбитальному происходит следующим образом. До момента времени $t \approx 3 - 7 \cdot 10^8$ лет система за счет псевдосинхронизации переходит из субсинхронизованного в сверхсинхронизованное состояние. За это время эксцентриситет двойной системы меняется незначительно. Затем, до момента времени $t \approx 9 \cdot 10^8 - 10^9$ лет, эксцентриситет двойной системы стремится к нулю и система переходит из сверхсинхронизованного состояния в субсинхронизованное, в котором находится за счет дифференциального вращения. Для двойной системы с эксцентриситетом $e = 0.6$ ситуация аналогичная.

На рис.6 сплошной кривой показана зависимость отношения орбитального периода к периоду вращения массивной звезды, полученная по формуле (5.7) и (5.8) статьи [16]. Коэффициент E_2 и момент инерции звезды были взяты из табл.1 статьи [15] для звезды с массой $M = 2M_\odot$. Эти коэффициенты равны $E_2 = 1.45 \cdot 10^{-8}$ и $I = 7.71 \cdot 10^{-2} MR^2$. Начальный орбитальный период равен $P_{orb} = 5$ сут. Таким образом, видно, что без учета обратного влияния компаньона на звезду характерные времена синхронизации значительно больше, чем с учетом обратного влияния. Круглыми черными кружками изображены наблюдательные данные, взятые из [29]. Наблюдательные данные выбирались

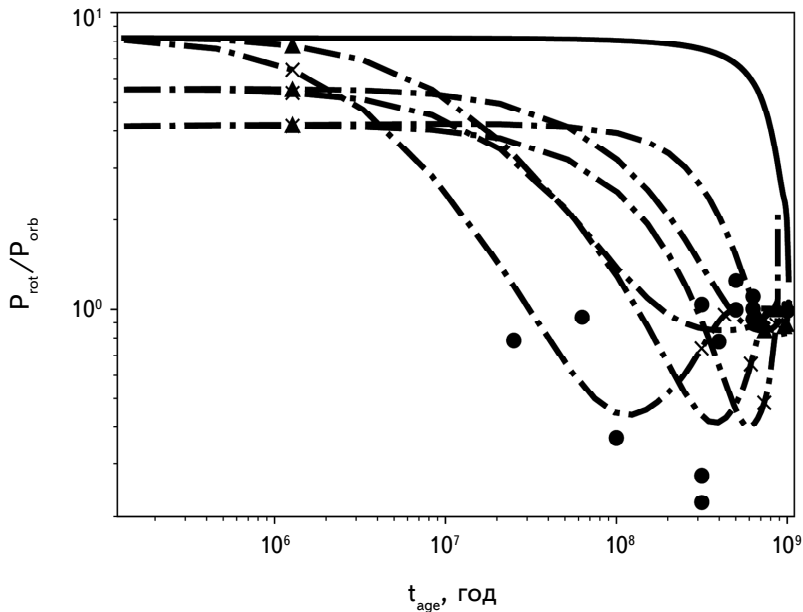


Рис.6. Изменение отношения вращательного периода массивной звезды к орбитальному периоду в зависимости от возраста основной звезды (в годах). Начальный орбитальный период равен $P_{orb} = 5$, $P_{orb} = 7.5$ и $P_{orb} = 10$ сут. Начальный эксцентриситет равен $e = 0.2$ (кривая отмечена треугольником) и $e = 0.6$ (крестом). Масса компаньона равна $1M_\odot$ (штрих-пунктирные кривые). Стиль кривых соответствует стилю кривых на рис.5.

таким образом, чтобы масса звезды находилась в диапазоне $1.9 M_{\odot} < M_2 < 2.1 M_{\odot}$. Предполагалось, что наклон орбиты приблизительно равен 90 градусов. Из сравнения численных расчетов с наблюдениями видно, что есть удовлетворительное согласие.

Изменение отношения вращательного периода к орбитальному периоду для всех моделей показано на рис.7. Стиль кривых следующий: кривая, отмеченная кружком, относится к эксцентриситету $e=0$, треугольником - $e=0.2$, квадратом - $e=0.4$, крестом - $e=0.6$ и знаком плюс - $e=0.8$. Сплошная кривая относится к массе компаньона $M_2=0.01 M_{\odot}$, пунктирная кривая - $M_2=0.1 M_{\odot}$, штрих-пунктирная кривая - $M_2=1 M_{\odot}$ и пунктирная кривая - $M_2=10 M_{\odot}$.

Для эксцентриситета двойной системы равного нулю, $e=0$, эффект, связанный с псевдосинхронизацией, отсутствует. Двойная система, в зависимости от массы компаньона, будет либо плавно переходить из субсинхронизованного состояния в синхронизованное (асинхронизованное за счет диффе-

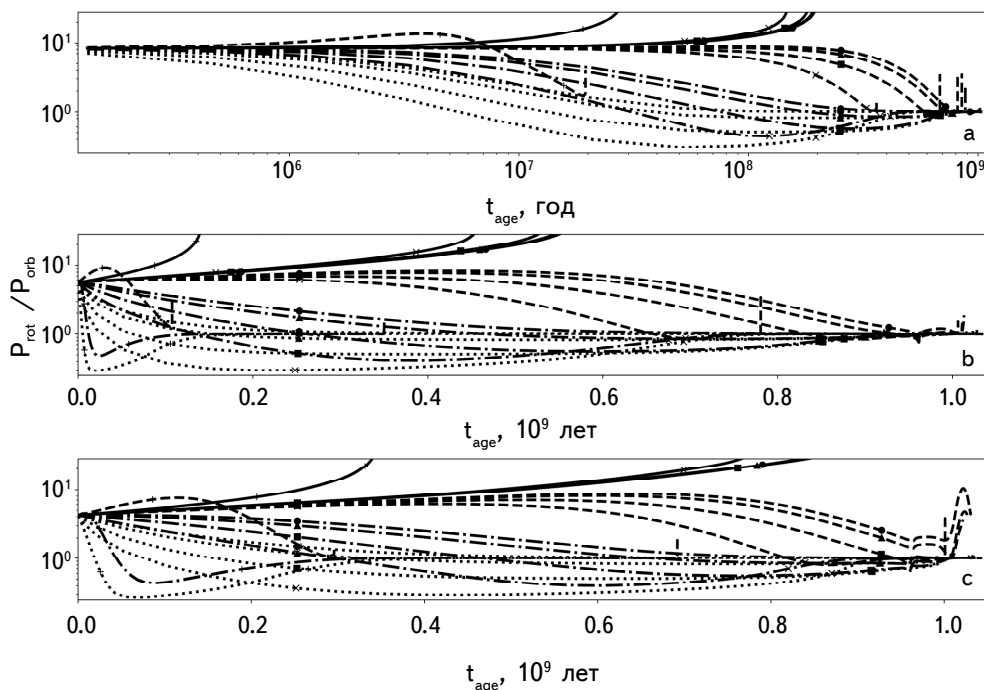


Рис.7. Зависимость отношения вращательного периода к орбитальному периоду двойной системы от возраста основной звезды (в годах). а) Показан начальный орбитальный период $P_{orb} = 5$ сут, б) - $P_{orb} = 7.5$ сут, в) $P_{orb} = 10$ сут. Приведены кривые для начального эксцентриситета $e=0$ (кривая отмечена кружком), $e=0.2$ (треугольником), $e=0.4$ (квадратом), $e=0.6$ (крестом), $e=0.8$ (знаком плюс). Масса компаньона равна $M_2=0.01 M_{\odot}$ (сплошные кривые), $M_2=0.1 M_{\odot}$ (пунктирные кривые), $M_2=1 M_{\odot}$ (штрих-пунктирные кривые) и $M_2=10 M_{\odot}$ (пунктирные кривые).

ренциального вращения звезды), либо отношение вращательного периода к орбитальному будет увеличиваться за время жизни звезды на ГП. Последний эффект связан с тем, что для малой массы компаньона $M_2 = 0.01M_\odot$ приливные силы, которые сильно зависят от массы, будут также слабы и, следовательно, за счет других более сильных эффектов орбитальный период будет уменьшаться быстрее вращательного периода звезды. При массе компаньона $M_2 = 0.1M_\odot$ данный эффект может наблюдаться на поздней стадии эволюции звезды. Но для любой массы компаньона массивная звезда никогда не будет в сверхсинхронизованном состоянии.

Для эксцентриситета не равного нулю $e \neq 0$ ситуация более сложная, так как равновесное состояние может достигаться за счет псевдосинхронизации. Для маломассивного компаньона с массой $M_2 = 0.01M_\odot$ приливные силы неэффективны, следовательно, двойная система не будет стремиться в состояние синхронизации. Отношение вращательного периода к орбитальному будет увеличиваться с течением времени. Для компаньона с массой $M_2 = 0.1M_\odot$ данный эффект будет наблюдаться только на более поздней стадии эволюции звезды. На ранней стадии эволюции звезды для больших эксцентриситетов, $e = 0.4; 0.6; 0.8$, двойная система стремится в сверхсинхронизованное состояние за счет псевдосинхронизации. Для малых эксцентриситетов, $e = 0; 0.2$, двойная система все время находится в субсинхронизованном состоянии за счет дифференциального вращения.

Для более массивного компаньона $M_2 = 1; 10M_\odot$, когда приливные силы достаточно эффективны, двойная система уже на ранней стадии переходит в субсинхронизованное состояние за счет псевдосинхронизации и в зависимости от начальных параметров может пребывать в субсинхронизованном состоянии в течение всей жизни звезды на ГП. На более поздней стадии эволюции звезды, когда эксцентриситет двойной системы стремится к нулю, двойная система переходит в сверхсинхронизованное состояние за счет дифференциального вращения.

5. Сравнение с солнцеподобной звездой. Для сравнения с солнцеподобной звездой использовалась модель звезды с одной массой Солнца из работы [7]. Для солнцеподобной модели были взяты такие же начальные орбитальные параметры и коэффициенты диффузии для дифференциального вращения. Моделирование осуществлялось до момента времени $t = 10^{10}$ лет, либо когда орбитальный период становился приблизительно равным $P \approx 0.6$ сут.

Из сравнения двух моделей можно сделать следующие выводы. Изменение эксцентриситета двойной системы, содержащей массивную звезду $M_2 = 2M_\odot$, происходит значительно быстрее, чем для двойной системы, содержащей солнцеподобную звезду. Характерные времена циркуляризации для массивной

звезды на один-два порядка меньше, чем для солнцеподобной звезды. Следовательно, циркуляризация происходит быстрее для массивной звезды. Это означает, что в данных моделях приливная диссипация за счет радиационной вязкости происходит быстрее, чем за счет конвекции.

Основной вклад в изменение орбитального периода для солнцеподобной звезды дает изменение орбитального углового момента. Для массивного компаньона также сравнимый вклад вносит изменение массы звезды за счет ветра. Изменение эксцентриситета двойной системы для солнцеподобной звезды не дает существенного вклада вследствие незначительного изменения эксцентриситета за время жизни звезды на ГП. Напротив, для массивной звезды изменение эксцентриситета двойной системы может вносить сравнимый вклад в изменение орбитального периода. Это связано с достаточно быстрым изменением самого эксцентриситета. Помимо этого, масса массивной звезды теряется быстрее, чем масса солнцеподобной звезды и спин-орбитальное взаимодействие для массивной звезды сильнее, чем для солнцеподобной звезды. Следовательно, изменение орбитального периода для массивной звезды будет на один-два порядка происходить быстрее, чем для солнцеподобной звезды. Из графиков сравнения изменения орбитального периода с течением времени следует, что характерные времена изменения орбитального периода для массивной звезды на один-два порядка меньше, чем для солнцеподобной звезды.

Как для массивной звезды, так и для солнцеподобной, отношение вращательного периода к орбитальному для маломассивного компаньона $M_2 = 0.01M_\odot$ значительно увеличивается с течением времени, т.е. двойная система не стремится к синхронизации. В обоих случаях это связано со слабостью приливных сил. Если масса компаньона не равна $M_2 \neq 0.01M_\odot$, то характерные времена выхода двойной системы в режим синхронизации (асинхронизации) для солнцеподобной звезды составляют $t \sim 5 - 9 \cdot 10^9$ лет при начальном орбитальном периоде $P_{orb} = 5$ сут. Для массивной звезды это время порядка $t \sim 4 - 8 \cdot 10^8$ лет, что является следствием более быстрой приливной диссипации, которая происходит в массивных звездах за счет радиационной вязкости.

Для наглядного сравнения темпа диссипации за счет радиационной вязкости и конвекции была промоделирована эволюция двойной системы, масса первой звезды которой равна $2M_\odot$ (звезда 1), масса второй - $1M_\odot$ (звезда 2). Первая звезда имеет конвективное ядро и внешнюю зону лучистого переноса, а вторая - внутреннюю зону лучистого переноса и конвективную оболочку. Параметры моделирования задавались такие же, как в предыдущих случаях. Диссипация приливного потока в первой звезде происходит за счет радиационной вязкости, а во второй - за счет конвекции. Моделирование

выполнялось до момента времени $t = 9.6 \cdot 10^8$ лет. С помощью кода GYRE [30] для звезд при моменте времени $t = 7.0 \cdot 10^8$ лет вычислялись коэффициенты затухания за счет радиационной вязкости и конвекции. Расчеты проводились как адиабатическим [31], так и контурным методом [32]. Оба метода дали одинаковые результаты. Конвекция учитывалась в предположении условия пренебрежения лагранжевым возмущением конвективной светимости (условие 4 в статье [33]). На рис.8 показаны графики коэффициента затухания в зависимости от частоты для радиационной вязкости и радиационной вязкости с конвекцией. Верхние кривые соответствуют звезде с одной солнечной массой, нижние кривые - с $2 M_{\odot}$. Сплошные кривые, отмеченные кружками, соответствуют затуханию за счет радиационной вязкости, штрих-пунктирные

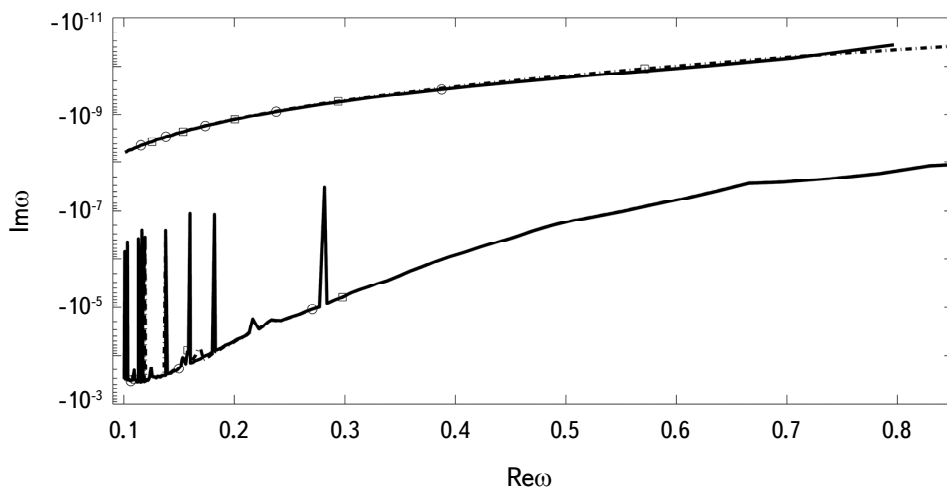


Рис.8. График зависимости коэффициента затухания от частоты за счет радиационной вязкости и радиационной вязкости плюс конвекция. Верхние кривые соответствуют звезде в одну массу Солнца, нижние - в две массы Солнца. Сплошные кривые (отмечена кружком) соответствуют затуханию за счет радиационной вязкости, штрих-пунктирные кривые (отмечены квадратом) - затуханию за счет радиационной вязкости и конвекции.

кривые, отмеченные квадратами, затуханию за счет радиационной вязкости и конвекции. Из рис.8 видно, что отличие коэффициента затухания для радиационной вязкости и радиационной вязкости с конвекцией незначительное. Это связано с тем, что вклад конвекции на один-два порядка меньше, чем радиационная вязкость. Следовательно, диссипация приливного потока за счет радиационной вязкости происходит более эффективно, чем за счет конвекции. Также из рис.8 видно, что для массивной звезды коэффициент затухания на несколько порядков больше, чем для солнцеподобной звезды. Это связано с тем, что массивная звезда имеет более протяженную внешнюю зону лучистого переноса, в то время как солнцеподобная звезда имеет

конвективную оболочку.

6. *Заключение.* В работе рассматривается проблема асинхронности массивных звезд в тесных двойных системах. Для объяснения наблюдательных данных используются две модели. Первая модель объясняет асинхронность за счет псевдосинхронизации, вторая модель - за счет дифференциального вращения звезды. Оказалось, что характерные времена циркуляризации и синхронизации для массивных звезд на порядок меньше, чем для солнцеподобных звезд. Это связано с диссипацией приливного потока. В данных моделях считалось, что диссипация происходит за счет радиационной вязкости. Было показано, что коэффициенты затухания для массивной звезды на три, четыре порядка больше, чем для солнцеподобной звезды.

Автор признателен правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

Астрокосмический центр, Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН,
Москва, e-mail: chernov@td.lpi.ru

ASYNCHRONOUS ROTATION OF A MASSIVE STAR IN CLOSE BINARY SYSTEMS

S.V.CHERNOV

The paper investigates the problem of asynchrony of massive stars in close binary systems. We consider a massive star with a mass of two solar masses, which has a convective core and the radiative envelope. The simulation of the star is performed taking into account the influence of the companion on the star. It is assumed that the dissipation of the tidal flow occurs due to the radiation viscosity. The asynchrony of massive stars is explained by pseudosynchronization and differential rotation of the star.

Keywords: close binary systems: tidal interactions: asynchronous stars: massive stars

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.B.Ivanov, J.C.B.Papaloizou, S.V.Chernov*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **432**, 2339, 2013.
2. *S.V.Chernov, J.C.B.Papaloizou, P.B.Ivanov*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **434**, 1079, 2013.
3. *С.В.Чернов*, Письма в Астрон. ж., **43**, 214, 2017a.
4. *P.Hut*, Astron. Astrophys., **99**, 126, 1981.
5. *J.C.Lurie et al.*, Astron. Astrophys., **154**, 250, 2017.
6. *T.Fetherolf et al.*, Astron. J., **158**, 198, 2019.
7. *С.В.Чернов*, Астрон. ж., **98**, 643, 2021.
8. *C.Putkuri et al.*, Astron. Astrophys., **618**, A174, 2018.
9. *C.Putkuri et al.*, Astron. Astrophys., **650**, A96, 2021.
10. *F.Martins, L.Mahy, A.Hervé*, Astron. Astrophys., **607**, A82, 2017.
11. *E.Marilli et al.*, Astron. Astrophys., **463**, 1081, 2007.
12. *L.M.Walkowicz et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **436**, 1883, 2013.
13. *J.-L.Tassoul*, Astrophys. J., **322**, 856, 1987.
14. *J.-L.Tassoul*, Astrophys. J. Lett., **324**, 71, 1988.
15. *J.-P.Zahn*, Astron. Astrophys., **41**, 329, 1975.
16. *J.-P.Zahn*, Astron. Astrophys., **57**, 383, 1977.
17. *С.В.Чернов*, Письма в Астрон. ж., **43**, 474, 2017b.
18. *С.В.Чернов*, Астрон. ж., **97**, 399, 2020.
19. *С.В.Чернов*, ЖЭТФ, **154**, 85, 2018.
20. *S.V.Chernov, J.C.B.Papaloizou, P.B.Ivanov*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **470**, 2054, 2017.
21. *B.Paxton et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **220**, 15, 2015.
22. *J.R.Hurley, C.A.Tout, O.R.Pols*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **329**, 897, 2002.
23. *A.S.Endal, S.Sofia*, Astrophys. J., **220**, 279, 1978.
24. *A.S.Endal, S.Sofia*, Astrophys. J., **232**, 531, 1979.
25. *A.Heger et al.*, Astrophys. J., **528**, 368, 2000.
26. *B.Paxton et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **192**, 3, 2011.
27. *B.Paxton et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **208**, 4, 2013.
28. *N.Soker*, Astron. Astrophys., **357**, 557, 2000.
29. *G.Torres, J.Andersen, A.Giménez*, Astron. Astrophys. Rev., **18**, 67, 2010.
30. *R.H.D.Townsend, S.A.Teitler*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **435**, 3406, 2013.
31. *R.H.D.Townsend, J.Goldstein, E.G.Zweibel*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **475**, 879, 2018.
32. *J.Goldstein, R.H.D.Townsend*, Astrophys. J., **899**, 116, 2020.
33. *W.D.Pesnell*, Astrophys. J., **363**, 227, 1990.