

ИЗМЕНЕНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА ВСПЫХИВАЮЩЕЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ С УЧЕТОМ ВЕТРА ОТ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА

© 2021 г. А. Л. Авакян^{1,2*}, Г. В. Липунова¹, К. Л. Маланчев^{1,3}, Н. И. Шакура^{1,4}

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
Москва, Россия

³Иллинойский университет в Урбана–Шампейне, Урбана, Иллинойс, США

⁴Казанский федеральный университет, Казань, Россия

Поступила в редакцию 26.10.2020 г.

После доработки 05.03.2021 г.; принята к публикации 30.03.2021 г.

Рассмотрен новый механизм уноса момента импульса из системы и изменения ее орбитального периода — потерю массы в виде ветра от аккреционного диска. Мощный ветер от диска наблюдается в рентгеновских транзиентах и модельно предсказывается. Получена аналитическая оценка увеличения орбитального периода двойной системы с ветром от диска во время вспышки, приведены количественные оценки для систем ХТЕ J1118+480, A0620–00 и GRS 1124–68. Темпы увеличения периода сравнимы по модулю с наблюдаемыми темпами векового уменьшения периода. Также мы сравниваем предсказываемые темпы изменения периода двойной системы из-за перетекания вещества в диск и истечения из второй точки Лагранжа с наблюдаемыми. Делается вывод, что упомянутые механизмы не могут объяснить наблюдаемое вековое уменьшение периода, и необходимо рассматривать диск вокруг двойной системы, забирающий ее момент импульса.

Ключевые слова: рентгеновские двойные системы, ветер, транзиенты, период, аккреция.

DOI: 10.31857/S0320010821050016

ВВЕДЕНИЕ

Данные об изменениях орбитального периода могут содержать важную информацию о параметрах тесной двойной системы, а также о процессах, идущих внутри нее: перетекании вещества между компонентами, эволюции звезды-компаньона и т.д. В тесных двойных изменение орбитального периода связано в основном с уменьшением момента импульса (Черепашук, 2013). Данное уменьшение момента импульса тесной двойной системы может быть вызвано различными механизмами, среди которых на данный момент выделяют три основных: потеря массы системой (Раппапорт и др., 1982), магнитное торможение (Вербунт, Цваан, 1981) и гравитационные волны (Ландау, Лифшиц, 1988).

Одним из типов тесных двойных систем, в которых наблюдается изменение орбитального периода, являются маломассивные рентгеновские двойные (ММРД, англ. аналог: LMXB), в которых происходит перетекание вещества с оптической звезды

на компактный компонент, сопровождаемый образованием горячего аккреционного диска, являющегося источником рентгеновского излучения.

Впервые изменение орбитального периода ММРД удалось обнаружить Гонсалесу Эрнандесу и др. (2012) (далее ГЭ12) при анализе наблюдений системы ХТЕ J1118+480. Оказалось, что в системе происходит уменьшение орбитального периода. В более поздних работах (Гонсалес Эрнандес и др., 2014, 2017; далее ГЭ14 и ГЭ17) уменьшение периода также было найдено для A0620–00 и GRS 1124–68. Авторы полагают, что главным источником быстрого уменьшения периода в данных ММРД является магнитное торможение, однако полученные ими модельные значения даже в предположении достаточно сильного магнитного поля находятся на один–два порядка ниже наблюдаемых.

В данной работе мы рассматриваем другой механизм уноса момента импульса из двойной системы — потерю массы системой. Важно отметить, что ММРД демонстрируют повторяющиеся

* Электронный адрес: cugnusxonexray@gmail.com

ся вспышки, вызванные неустойчивостями в диске или нестационарным перетеканием вещества между компонентами. Во время вспышки темп аккреции на компактный компонент поднимается на несколько порядков, причем практически все излучение ММРД приходится на рентгеновский диапазон (см., например, Чен и др., 1997). Предположительно, во время вспышек есть отток материи в виде ветра от аккреционного диска вокруг компактного объекта. В пользу наличия такого ветра в ММРД говорят современные наблюдения, указывающие на разлет ионизированного вещества. Истечение наблюдается как в рентгеновском диапазоне по узким линиям поглощения, смещенным в синюю область спектра (Диас Триго, Бойрин, 2016), так и в оптическом, по смещению и уширению спектральных линий (Муньос-Дариас и др., 2019; Касарес и др., 2019). В большинстве случаев линии поглощения в рентгеновском спектре наблюдаются в системах с наклоном более 50 градусов. Следовательно, поглощающая плазма имеет большую плотность ближе к диску, что дает основания полагать, что наблюдаемое вещество истекает из диска (Хиггинботтом, Прога, 2015). Темпы потери массы в ветре по наблюдениям были получены для рентгеновской двойной промежуточной массы Нег Х-1, в работе Косец и др. (2020), где оценки сильно зависят от геометрии ветра: если ветер стелется вдоль диска, то скорость потери массы в ветре приблизительно равна темпу аккреции на компактный объект. Однако, если ветер сферически симметричный, то значения увеличиваются на порядок. В другой работе, а именно, Понти и др. (2012), представлены наблюдаемые оценки темпа истечения вещества для нескольких рентгеновских транзитентов, из которых следует, что значения отношения темпа потери вещества в ветре к темпу аккреции на компактный объект лежат в диапазоне от 1 до 10. В моделированиях Хиггинботтом и др. (2017), Лукетич и др. (2010), Хиггинботтом и др. (2019) оценки данного отношения расположены в диапазоне от 2 до 15. Таким образом, как моделирования, так и наблюдения говорят в пользу мощного потока вещества из диска.

Вопрос об изменении орбитального периода в двойной системе в результате потери массы какой-либо компонентой системы (или обеими) уже изучался ранее. Простейшая задача, описывающая данный процесс, об изотропном выбросе газа без учета влияния выброшенного вещества на движение двойной системы была решена Джинсом (1928). Он предположил, что выброшенное вещество очень быстро удаляется, не влияя на орбитальное движение. Это может иметь место в случае сильных вспышек новых и сверхновых. Если скорость выброса недостаточно высока, то выбрасываемое вещество влияет на орбитальное

движение двойной системы не только за счет изменения ее массы и момента импульса, но и за счет гравитационного влияния на систему. Кроме того, выброшенное вещество может вернуться в систему к любой из звезд, вызывая дополнительные изменения в периоде. Например, вещество может образовать вязкий тороидальный диск вокруг двойной системы (circumbinary disk), который будет эффективно отводить момент импульса, получаемый им за счет приливного взаимодействия (Чен, Подсядловски, 2019, далее ЧП19).

Помимо ветра от аккреционного диска, в системе может происходить истечение вещества из внешней точки Лагранжа L_2 , которая находится за менее массивным компонентом (за оптической звездой в случае ММРД). И, в отличие от ветра от диска, который наиболее активен только во время вспышки, поток материи из L_2 может присутствовать постоянно и приводить к постоянному уменьшению периода системы.

В статье Крушевского (1964) приведено подробное решение задачи о потере массы двойной системой. В его постановке необходимо знание компонент скорости и координат выброшенного вещества, которые мы с достаточной точностью не знаем. Нами была рассмотрена более простая задача, в которой не учитывается влияние выброшенного вещества на орбитальное движение системы по мере ухода на бесконечность.

МОДЕЛЬ

Ветер от аккреционного диска

Пусть вещество звезды-компаньона перетекает через точку Лагранжа L_1 в полость Роша компактного объекта и там становится частью аккреционного диска. Под влиянием облучения, магнитного или радиационного давления некоторая часть вещества может уноситься прочь от диска в виде ветра, забирая с собой как массу, так и момент импульса. Тем самым, меняются полная масса и полный момент импульса двойной системы. Будем предполагать, что весь ветер стартует с одного радиуса в диске.

Рассчитаем изменение орбитального периода системы. Воспользуемся третьим законом Кеплера в виде

$$P = 2\pi \sqrt{\frac{A^3}{GM}}, \quad (1)$$

где M — полная масса в двойной системе, а P и A — период и большая полуось. Далее найдем относительное изменение орбитального периода двойной системы $\Delta P/P$, проварьировав (1) как функцию переменных A и M . В результате получим

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{3}{2} \frac{\Delta A}{A} - \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M}, \quad (2)$$

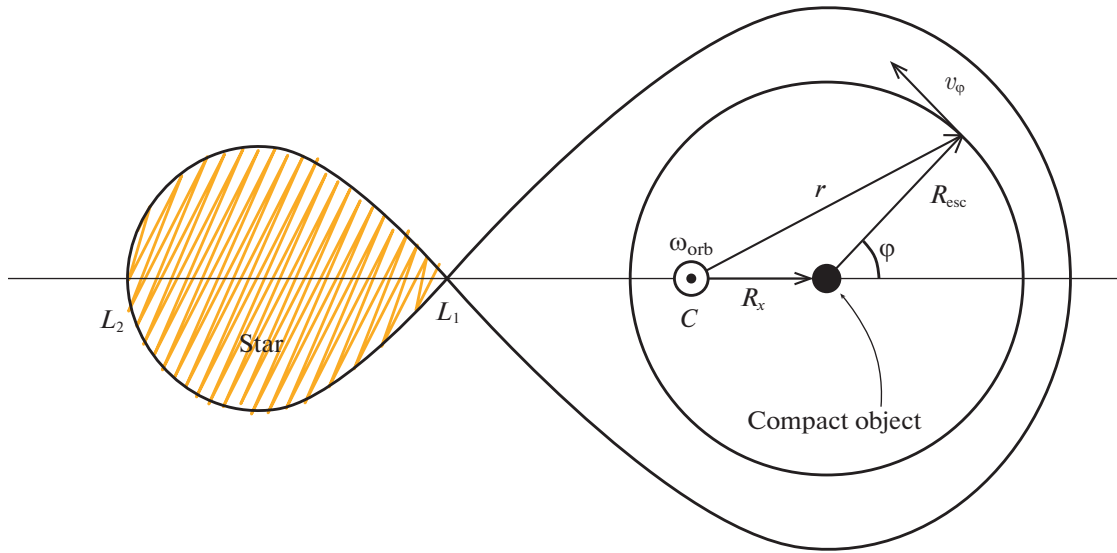


Рис. 1. Схема тесной двойной системы. Точка C — центр масс системы, L_1 и L_2 — точки Лагранжа.

где P и ΔP — орбитальный период системы и его изменение соответственно. Нашей конечной целью является прямо связать $\Delta M/M$ и $\Delta P/P$. Следовательно, необходимо выразить $\Delta A/A$ через $\Delta M/M$.

Чтобы рассчитать данное изменение большой полуоси, мы используем закон сохранения момента импульса. Предполагаем, что перед вспышкой диск представлял собой кольцо массы M_{disk} с характерным радиусом R_{disk} . Далее все “штрихованные” переменные (при рассмотрении влияния ветра) будут обозначать состояние системы после вспышки, а все “нештрихованные” — состояние до вспышки.

Полный момент импульса двойной системы до выброса материи на бесконечность J равен:

$$J = J_{\text{opt}} + J_x + J_{\text{disk}}, \quad (3)$$

где J_{opt} , J_x и J_{disk} — моменты импульса оптической звезды, компактного объекта и аккреционного диска вокруг него соответственно. Они определяются следующим образом:

$$J_{\text{opt}} = M_{\text{opt}} \omega_{\text{orb}} R_{\text{opt}}^2, \quad (4)$$

$$J_x = M_x \omega_{\text{orb}} R_x^2,$$

$$J_{\text{disk}} = M_{\text{disk}} (\omega_{\text{orb}} R_x^2 + \sqrt{GM_x R_{\text{disk}}}).$$

Видно, что момент импульса диска состоит из орбитального момента и момента импульса, связанного с кеплеровским вращением вокруг релятивистской звезды. M_{opt} и M_x — массы оптического и компактного компонентов, R_{opt} и R_x — расстояния от центров масс звезд до центра масс двойной системы, ω_{orb} — угловая скорость орбитального вращения (рис. 1):

$$R_{\text{opt}} = A(M_x + M_{\text{disk}})/M, \quad (5)$$

$$R_x = AM_{\text{opt}}/M,$$

$$\omega_{\text{orb}} = \sqrt{\frac{GM}{A^3}}$$

$$M = M_{\text{opt}} + M_x + M_{\text{disk}}.$$

Считаем, что после вспышки аккреционный диск полностью израсходован: часть массы диска, ΔM_{acc} , упала на компактный объект, в результате чего его масса увеличилась и стала равной $M'_x = M_x + \Delta M_{\text{acc}}$, а оставшаяся часть массы диска, $|\Delta M_{\text{wind}}| = M_{\text{disk}} - \Delta M_{\text{acc}}$ ($\Delta M_{\text{wind}} < 0$), вылетела из системы в виде ветра. Тогда момент импульса системы после вспышки:

$$J' = J'_{\text{opt}} + J'_x, \quad (6)$$

$$J'_{\text{opt}} = M_{\text{opt}} \omega'_{\text{orb}} (R'_{\text{opt}})^2,$$

$$J'_x = (M_x + \Delta M_{\text{acc}}) \omega'_{\text{orb}} (R'_x)^2 + \Delta M_{\text{acc}} \sqrt{GM_x R_{\text{in}}},$$

где R_{in} — внутренний радиус диска (радиус последней устойчивой орбиты). Пренебрегаем моментом импульса $\Delta M_{\text{acc}} \sqrt{GM_x R_{\text{in}}}$, добавленным к моменту импульса компактного объекта в результате аккреции, так как внутренний радиус диска R_{in} много меньше других характерных радиусов задачи. После вспышки величины R_{opt} , R_x , ω_{orb} и M приобретают новые значения, а именно:

$$R'_{\text{opt}} = A'(M_x + \Delta M_{\text{acc}})/M', \quad (7)$$

$$R'_x = A'M_{\text{opt}}/M',$$

$$\omega'_{\text{orb}} = \sqrt{\frac{GM'}{(A')^3}}$$

$$M' = M_{\text{opt}} + M_x + \Delta M_{\text{acc}},$$

где A' — значение большой полуоси после вспышки. Изменение момента импульса системы $J' - J$ равно моменту импульса, унесенному в ветре,

ΔJ_{wind} ($\Delta J_{\text{wind}} < 0$). Если ветер стартовал с радиуса R_{esc} , то в нем унесен момент импульса кольца с массой $|\Delta M_{\text{wind}}|$, участвующего в орбитальном движении и во вращении вокруг компактного объекта:

$$\begin{aligned} \Delta J_{\text{wind}} &= \\ &= \Delta M_{\text{wind}}(\omega_{\text{orb}} R_x^2 + \sqrt{GM_x A} \sqrt{k_{\text{esc}}}) < 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где $k_{\text{esc}} \equiv R_{\text{esc}}/A$. Здесь мы учитываем возможность того, что характерный радиус диска меняется во время вспышки. Таким образом, истечение ветра может происходить с радиуса, большего, чем характерный радиус диска в спокойном состоянии (R_{disk}).

Подставим (8) в уравнение $J = J' - \Delta J_{\text{wind}}$ ($\Delta J_{\text{wind}} < 0$), найдем связь изменения большой полуоси из-за ветра $\Delta A_{\text{burst}} \equiv A' - A$ с уменьшением полной массы системы и аккрецией:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\Delta A_{\text{burst}}}{A} &= \left[\frac{(M_{\text{opt}} + M_x)^{3/2}}{M_{\text{opt}} \sqrt{M_x}} \zeta \right. \\ &\times (\sqrt{k_{\text{esc}}} - \sqrt{k_{\text{disk}}}) - \frac{1}{2} \left. \right] \frac{\Delta M_{\text{wind}}}{M_{\text{opt}} + M_x} + \\ &+ \frac{(M_{\text{opt}} + M_x)^{3/2}}{M_{\text{opt}} \sqrt{M_x}} \sqrt{k_{\text{disk}}} \frac{\Delta M_{\text{acc}}}{M_{\text{opt}} + M_x}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $k_{\text{disk}} \equiv R_{\text{disk}}/A$ по аналогии с k_{esc} .

Поделив (9) на длительность вспышки, можно выразить средний темп изменения большой полуоси через средний темп аккреции и средний темп потери массы в ветре. Тогда, согласно (2), изменение периода в терминах $\langle \dot{P}_{\text{burst}} \rangle$, $\langle \dot{M}_{\text{wind}} \rangle$, $\langle \dot{M}_{\text{acc}} \rangle$ и $q = M_x/M_{\text{opt}}$ записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\langle \dot{P}_{\text{burst}} \rangle}{P} &= \frac{3}{1+q} \zeta \\ &\times \left[\frac{(1+q)^{3/2}}{\sqrt{q}} (\sqrt{k_{\text{esc}}} - \sqrt{k_{\text{disk}}}) - \frac{2}{3} \right] \frac{\langle \dot{M}_{\text{wind}} \rangle}{M_{\text{opt}}} + \\ &+ \frac{3\sqrt{1+q}}{\sqrt{q}} \sqrt{k_{\text{disk}}} \frac{\langle \dot{M}_{\text{acc}} \rangle}{M_{\text{opt}}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Поскольку $\langle \dot{M}_{\text{wind}} \rangle < 0$, то первое слагаемое в уравнении (10) отрицательно при условии $k_{\text{esc}}^{1/2} > k_{\text{disk}}^{1/2} + 2/3[q^{1/2}/(1+q)^{3/2}]$. Второе слагаемое положительно и обусловлено аккрецией вещества на компактный объект.

Необходимо также учесть ограничение, следующее из физики процесса. Как было сказано выше, момент импульса диска J_{disk} состоит из орбитального момента $J_{\text{disk}}^{\text{orb}}$ и момента импульса, связанного с кеплеровским вращением вокруг компактного объекта $J_{\text{disk}}^{\text{Kepl}}$:

$$\begin{aligned} J_{\text{disk}} &= J_{\text{disk}}^{\text{orb}} + J_{\text{disk}}^{\text{Kepl}} = \\ &= M_{\text{disk}} \omega_{\text{orb}} R_x^2 + M_{\text{disk}} \sqrt{GM_x R_{\text{disk}}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Момент импульса диска, связанный с вращением вещества вокруг черной дыры, может только уменьшаться во время вспышки из-за того, что масса диска уменьшается и диск тормозится гравитационными приливными силами вблизи своей внешней границы. В результате второе слагаемое $J_{\text{disk}}^{\text{Kepl}}$ после вспышки распределяется на три неотрицательные части: (1) момент импульса вещества $J_{\text{acc}}^{\text{Kepl}}$, упавшего на компактный объект; (2) момент импульса $J_{\text{wind}}^{\text{Kepl}}$, унесенный ветром; (3) момент импульса J_P^{Kepl} , перешедший в орбитальное движение из-за приливных сил вблизи внешнего радиуса диска:

$$\begin{aligned} J_{\text{disk}}^{\text{Kepl}} &= J_{\text{acc}}^{\text{Kepl}} + J_{\text{wind}}^{\text{Kepl}} + J_P^{\text{Kepl}}, \\ M_{\text{disk}} \sqrt{GM_x R_{\text{disk}}} &= \Delta M_{\text{acc}} \sqrt{GM_x R_{\text{in}}} + \\ &+ |\Delta M_{\text{wind}}| \sqrt{GM_x R_{\text{esc}}} + J_P^{\text{Kepl}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Составляющей момента импульса, добавленной к моменту импульса компактного объекта в результате аккреции $J_{\text{acc}}^{\text{Kepl}}$, как и ранее, пренебрегаем, ибо она мала по сравнению с $J_{\text{wind}}^{\text{Kepl}}$ и $J_{\text{disk}}^{\text{Kepl}}$ ($R_{\text{in}} \ll R_{\text{esc}}$).

Тогда из (12) следует, что $|\Delta M_{\text{wind}}| \sqrt{GM_x R_{\text{esc}}} \leq M_{\text{disk}} \sqrt{GM_x R_{\text{disk}}}$. Учитывая это и вводя параметр $C_w \equiv |\Delta M_{\text{wind}}| / \Delta M_{\text{acc}}$, получим ограничение

$$C_w \leq C_w^* \equiv \frac{\sqrt{k_{\text{disk}}}}{\sqrt{k_{\text{esc}}} - \sqrt{k_{\text{disk}}}}. \quad (13)$$

Отсюда следует, что при $C_w = C_w^*(q)$, т.е. когда весь начальный кеплеровский момент импульса диска $J_{\text{disk}}^{\text{Kepl}}$ уносится ветром, изменение орбитального периода двойной системы описывается следующей формулой (модель Джинса):

$$\frac{\langle \dot{P}_{\text{burst}} \rangle}{P} = -\frac{2}{1+q} \frac{\langle \dot{M}_{\text{wind}} \rangle}{M_{\text{opt}}}. \quad (14)$$

В частности, формула (14) применима, когда все вещество кольца уходит из системы без события аккреции. Но такое приближение (ветер без аккреции) для вспышек рентгеновских новых необоснованно.

Заметим, что значение $C_w^*(q)$ накладывает ограничение на параметр $C_w(q)$, т.е. на мощность ветра, только при сценарии, когда радиус истечения вещества ветра больше первоначального радиуса диска, т.е. $k_{\text{esc}} > k_{\text{disk}}$ (а значит, формула (13) имеет смысл). В других случаях ветер от диска может быть сколь угодно мощным.

Используя введенный параметр C_w , окончательно перепишем формулу (10) в виде

$$\frac{\langle \dot{P}_{\text{burst}} \rangle}{P} = 3 \left[\sqrt{\frac{1+q}{q}} \sqrt{k_{\text{disk}}} (C_w + 1) + \frac{2}{3} \frac{C_w}{1+q} - \sqrt{\frac{1+q}{q}} \sqrt{k_{\text{esc}}} C_w \right] \frac{\langle \dot{M}_{\text{acc}} \rangle}{M_{\text{opt}}}. \quad (15)$$

Следует отметить, что, в силу полученного ограничения (13) на отношение скорости потери массы в ветре к темпу аккреции, суммарный эффект всегда приводит к увеличению периода.

Перетекание вещества в диск

Теперь обратимся к другому источнику изменения периода, а именно, к перетеканию вещества с оптической компоненты системы в полость Роша компактного объекта. В данном случае также необходимо воспользоваться формулой (2), только теперь в предположении, что вещество массы ΔM_{tr} ($\Delta M_{\text{tr}} > 0$) перешло от звезды с точечной массой M_{opt} и попало в аккреционный диск на радиус R_{disk} без изменения полной массы системы ($\Delta M = 0$):

$$\frac{\Delta P_{\text{tr}}}{P} = \frac{3}{2} \frac{\Delta A_{\text{tr}}}{A}. \quad (16)$$

Здесь ΔP_{tr} и ΔA_{tr} — изменения орбитального периода и большой полуоси соответственно. Также выпишем моменты импульса до и после перетекания вещества с оптического компонента в аккреционный диск:

$$J = M_x M_{\text{opt}} \sqrt{\frac{GA}{M_x + M_{\text{opt}}}}, \quad (17)$$

$$J'' = M_x \omega_{\text{orb}}'' (R_x'')^2 + (M_{\text{opt}} - \Delta M_{\text{tr}}) \omega_{\text{orb}}'' (R_{\text{opt}}'')^2 + \Delta M_{\text{tr}} (\omega_{\text{orb}}'' (R_x'')^2 + \sqrt{GM_x R_{\text{disk}}}), \quad (18)$$

где

$$R_x'' = A'' (M_{\text{opt}} - \Delta M_{\text{tr}}) / M, \quad (19)$$

$$R_{\text{opt}}'' = A'' (M_x + \Delta M_{\text{tr}}) / M,$$

$$\omega_{\text{orb}}'' = \sqrt{\frac{GM}{(A'')^3}},$$

$$A'' = A + \Delta A_{\text{tr}},$$

$$M = M_x + M_{\text{opt}}.$$

В этом разделе по аналогии с предыдущим “штрихованные” переменные обозначают состояние системы после перетекания вещества, а индекс “нештрихованные” — состояние до перетекания.

Тогда, учитывая $J = J''$ (полный орбитальный момент импульса не изменяется), а также выражение (16), получим формулу для изменения периода двойной системы за счет перетекания вещества в диск вокруг компактного объекта и запишем все в терминах $\langle \dot{P}_{\text{tr}} \rangle$, q и $\langle \dot{M}_{\text{tr}} \rangle$:

$$\frac{\langle \dot{P}_{\text{tr}} \rangle}{P} = \quad (20)$$

$$= \frac{3}{(1+q)} \left[q - \frac{1}{q} - \frac{(1+q)^{3/2}}{\sqrt{q}} \sqrt{k_{\text{disk}}} \right] \frac{\langle \dot{M}_{\text{tr}} \rangle}{M_{\text{opt}}}.$$

Полученное выражение приводится к классической формуле, описывающей перетекание вещества между компонентами точечной массы (см., например, Черепашук, 2013), путем обнуления k_{disk} .

Поскольку в данной работе мы рассматриваем маломассивные рентгеновские двойные системы, в которых донором является звезда меньшей массы, то относительный темп изменения периода из-за перетекания вещества в диск всегда будет положительным ($\langle \dot{P}_{\text{tr}} \rangle / P > 0$) и будет приводить к увеличению орбитального периода. Отметим, что изменение периода в системе, вызванное ветром (мгновенное значение), на 2—3 порядка выше изменения периода за счет перетекания вещества (мгновенное значение).

Истечение их точки Лагранжа L_2

Как утверждалось ранее, истечение вещества может происходить не только из диска, а также из внешней точки Лагранжа L_2 , которая находится за менее массивной компонентой системы. Воспользуемся работой Соberman и др. (1997) для оценки изменения периода и получим

$$\frac{\dot{P}_{L_2}}{P_1} = \frac{3\dot{M}_{L_2}}{M} \left(\frac{M^2}{M_{\text{opt}} M_x} \sqrt{\frac{R_{L_2}}{A}} \right), \quad (21)$$

где \dot{M}_{L_2} ($\dot{M}_{L_2} < 0$) — темп истечения вещества из точки Лагранжа L_2 , R_{L_2} — расстояние от L_2

до центра масс системы (Емельянов и Саямов, 1983):

$$R_{L_2}/A \approx \frac{1}{1+1/q} + \left[\frac{1/q}{3(1+1/q)} \right]^{1/3} + \frac{1}{3} \left[\frac{1/q}{3(1+1/q)} \right]^{2/3} - \frac{1}{9} \left[\frac{1/q}{3(1+1/q)} \right] + \frac{50}{81} \left[\frac{1/q}{3(1+1/q)} \right]^{4/3}. \quad (22)$$

Видно, что истечение из второй точки Лагранжа также приводит к уменьшению периода.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Используя полученную формулу (15), можно определить изменение орбитального периода за счет ветра от диска и аккреции вещества, задав значения масс компонентов системы M_x и M_{opt} , средние темпы оттока вещества и аккреции $\langle \dot{M}_{wind} \rangle$ и $\langle \dot{M}_{acc} \rangle$, размер диска до вспышки R_{disk} , а также эффективный радиус диска R_{esc} , с которого происходит истечение вещества. Для характерных радиусов задачи удобно ввести параметры $k_{disk} \equiv R_{disk}/A$ и $k_{esc} \equiv R_{esc}/A$.

Если момент импульса проходящей через точку Лагранжа L_1 материи не изменится в ходе формирования диска (что достаточно точно для типичных значений q в ММРД), то вещество образует кольцо с радиусом “циркулизации” R_{circ} , вращающееся с кеплеровской скоростью. Мы предполагаем, что диск в спокойном состоянии до вспышки не расплывается, и его характерный радиус R_{disk} остается равным R_{circ} . Тогда, согласно Франк и др. (2002) (формула 4.20), имеем

$$R_{disk} = R_{circ} = \left(1 + \frac{1}{q}\right) \text{Ч} \times \left[0.500 - 0.227 \lg \left(\frac{1}{q}\right)\right]^4 A. \quad (23)$$

Например, используя (23), находим: $k_{circ} \equiv R_{circ}/A = 0.226, 0.307$ и 0.420 для $q = 5, 7$ и 20 соответственно.

В начале вспышки из-за резкого нагрева вещества в кольце и увеличения его вязкости начинается перераспределение момента импульса: часть вещества с уменьшающимся удельным моментом импульса падает по спирали к центру, другая часть с большим удельным моментом импульса отдалается, в результате чего диск расширяется до максимальных размеров. В консервативных аккреционных дисках без ветра почти весь момент из диска перекачивается с его внешнего радиуса в

орбитальный момент двойной системы (Итикава, Осаки, 1994).

Для оценки максимально возможного эффекта влияния ветра предположим, что весь ветер стартует с внешней границы диска, где вещество имеет наибольший удельный момент импульса. На внешнюю границу диска действуют приливные силы со стороны соседнего компонента, поэтому аккреционный диск не доходит до границ полости Роша компактного объекта. Вслед за работой Сулейманова и др. (2008) выберем внешний радиус аккреционного диска R_{esc} равным приливному радиусу R_{tid} , который составляет около 90% от объемного радиуса полости Роша R_{RL} , определяющегося по формуле Эгглтона (Эгглтон, 1983):

$$R_{esc} = R_{tid} = 0.9 \times R_{RL} = 0.9 \times \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1+q^{1/3})} A, \quad (24)$$

где $q \equiv M_x/M_{opt}$ — отношение масс релятивистского (для которой и рассматривается полость Роша) и оптического компонентов тесной двойной системы. Пользуясь (24), получим $k_{tid} \equiv R_{tid}/A = 0.469, 0.520$ и 0.567 для $q = 5, 7$ и 20 соответственно.

Поскольку формулы (23) и (24) являются аппроксимационными и были получены из различных соображений, то при достаточно больших значениях отношения масс q (начиная с $q \approx 47.8$) радиус циркулизации начинает превышать внешний радиус диска, что нереалистично. Поэтому на радиус диска до вспышки мы накладываем условие: $R_{disk} \leq R_{esc}$.

Получив оценки (23) и (24) характерных радиусов задачи, исследуем, как зависит эффект изменения периода двойной системы от относительной мощности ветра от диска. Предположим, что средний темп аккреции на компактный объект $\langle \dot{M}_{acc} \rangle = 10^{18}$ г/с, что по порядку величины является типичным темпом аккреции во время вспышки ММРД и составляет около одной десятой от критического эддингтоновского темпа аккреции на невращающуюся черную дыру с массой $M_x = 10 M_{\odot}$.

Скорость потери массы в ветре будем считать пропорциональной темпу аккреции на черную дыру: $\left| \langle \dot{M}_{wind} \rangle \right| = C_w \times \langle \dot{M}_{acc} \rangle$. На рис. 2 построены темпы относительного изменения орбитального периода согласно (15) в зависимости от отношения скорости потери массы в ветре к темпу аккреции C_w для различных соотношений масс компонент ММРД системы q при $R_{esc} = R_{tid}$ и $R_{disk} = R_{circ}$. Кривые заканчиваются справа при $C_w = C_w^*(q)$. Однако на полуинтервале $q \gtrsim 47.8$ значения C_w^* не

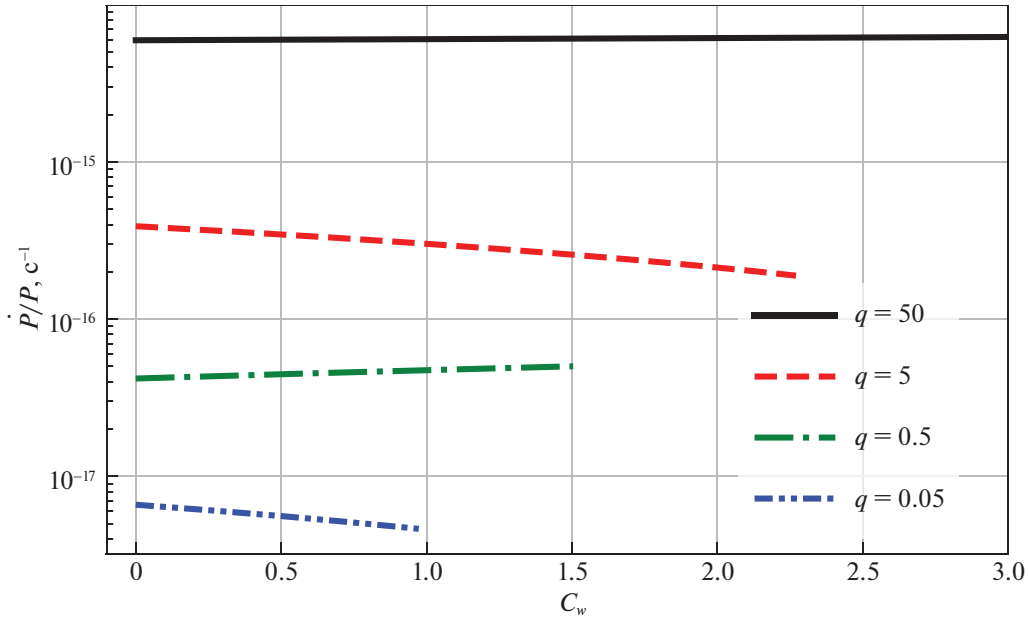


Рис. 2. Относительное изменение орбитального периода тесной двойной системы в зависимости от отношения темпов потери массы за счет ветра и аккреции для различных соотношений масс при $R_{\text{esc}} = R_{\text{tid}}$. Средний темп аккреции $\langle \dot{M}_{\text{acc}} \rangle$ равен 10^{18} г/с.

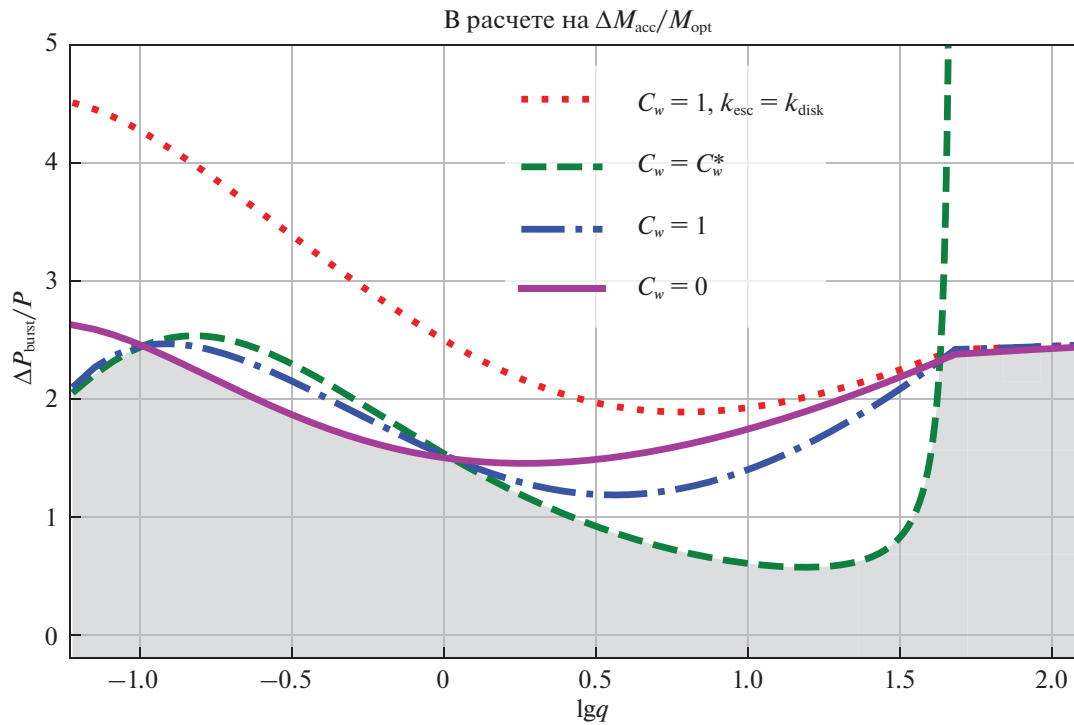


Рис. 3. Нормированное изменение периода $(\Delta P_{\text{burst}}/P)(\Delta M_{\text{acc}}/M_{\text{opt}})^{-1}$ в зависимости от логарифма отношения масс компонентов $q = M_x/M_{\text{opt}}$. Сплошная кривая — изменение периода, если ветра от диска нет ($C_w = 0$), пунктирная красная кривая — если потеря массы в ветре равна аккрецированной массе ($C_w = 1$), но эффективный радиус истечения ветра равен характерному радиусу диска до вспышки; остальные кривые — ветер стартует с приливного радиуса диска R_{tid} и $C_w = 1$ и $C_w = C_w^*$. Серым обозначена область, лежащая ниже минимально возможного изменения периода.

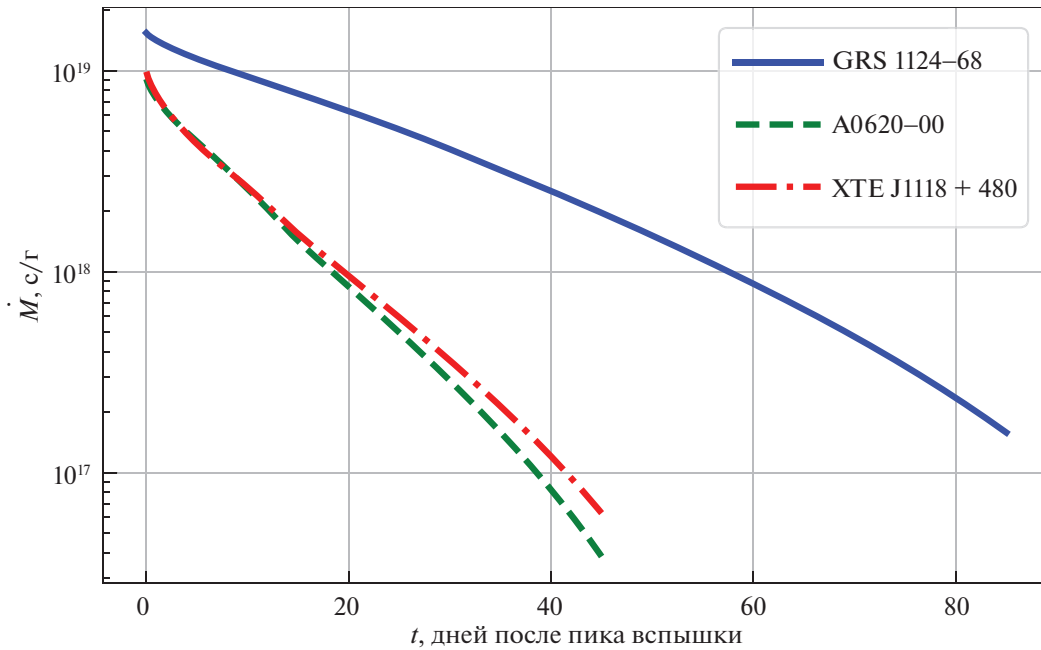


Рис. 4. Эволюция смоделированных вспышек систем XTE J1118+480, A0620-00 и GRS 1124-68. Начальный темп аккреции был принят равным эддингтоновскому. Отношение темпа потери массы за счет ветра и аккреции $C_w = 7, 8.45, 3.87$ соответственно. Параметры систем указаны в табл. 1.

существует, так как аппроксимационные формулы для приливного радиуса и радиуса циркулизации дают нефизичное соотношение (см. формулу (13)). Поэтому кривые в данном диапазоне значений q ($q \gtrsim 47.8$) являются неограниченно возрастающими. Отметим также, что на интервалах $q \lesssim 0.1$ и $1.1 \lesssim q \lesssim 42.7$ кривые являются убывающими функциями q , так как при данных значениях отношения масс компонентов системы выполняется условие $k_{\text{esc}}^{1/2} > k_{\text{disk}}^{1/2} + 2/3[q^{1/2}/(1+q)^{3/2}]$.

На рис. 3 построена величина нормированного изменения периода $\frac{\Delta P}{P} \left(\frac{\Delta M_{\text{acc}}}{M_{\text{opt}}} \right)^{-1}$ в зависимости от соотношения масс компонентов двойной q . Как видно из рисунка, наличие ветра для интервала значений q , типичного для ММРД, приводит к уменьшению предсказываемого увеличения периода из-за вспышки по сравнению с консервативной моделью.

Применение к реальным системам

С помощью программного кода FREDDI¹ (Маланчев, Липунова, 2016; Липунова, Маланчев, 2017) были смоделированы вспышки систем XTE J1118+480, A0620-00 и GRS 1124-68 (рис. 4). Параметры моделей для систем приведены в табл. 1. Отметим, что начальный темп

аккреции для всех трех систем был принят равным критическому эддингтоновскому.

Код FREDDI рассчитывает вязкую эволюцию зоны диска, которая полностью ионизована. Код разработан для расчета кривых блеска мягких рентгеновских транзиентов с быстрым ростом и квазиэкспоненциальным затуханием и был модифицирован для этой работы с целью учета влияния ветра от диска (Авакян и др., 2019).

Полученные путем моделирования темпы аккреции были использованы для нахождения оценки изменения орбитального периода (рис. 5–7). Отношение темпа истечения вещества в ветре к темпу аккреции на черную дыру было выбрано $C_w = 7; 8.45; 3.87$ для XTE J1118+480, A0620-00 и GRS 1124-68 соответственно. Для систем A0620-00 и GRS 1124-68 были выбраны максимально возможные в рамках модели $R_{\text{esc}} = R_{\text{tid}}$, $R_{\text{disk}} = R_{\text{circ}}$ значения отношения темпов ветра и аккреции, а именно $C_w = C_w^*(q)$. Такие значения приводят к нижней оценке на ΔP . Однако определение C_w^* для тесной двойной XTE J1118+480 невозможно в силу равенства приливного радиуса R_{tid} и радиуса циркулизации R_{circ} (или, другими словами, $k_{\text{esc}} = k_{\text{disk}}$). Это происходит, потому что значение отношения масс компонентов в данной системе превышает граничное в 47.8. Поэтому C_w было выставлено равным 7 (Лукетич и др., 2010). Нижняя оценка на ΔP для этой системы реализуется при $C_w = 0$ (рис. 3).

¹ Код FREDDI можно загрузить с веб-страницы <http://xray.sai.msu.ru/~malanchev/freddi>

Таблица 1. Параметры двойных систем XTE J1118+480, A0620–00 и GRS 1124–68, используемые при моделировании

Параметры	XTE J1118+480	A0620–00	GRS 1124–68	Ссылки*
Масса ЧД, M_x	$7.06 M_\odot$	$6.5 M_\odot$	$11.0 M_\odot$	[1], [2], [3]
Масса звезды, M_{opt}	$0.10 M_\odot$	$0.26 M_\odot$	$0.89 M_\odot$	[1], [2], [3]
Период системы, P	0.1699 d	0.3230 d	0.4326 d	[4], [5], [6]
Наклонение, i	74.0°	51.0°	43.2°	[2], [7], [3]
Параметр вязкости, α	0.1	0.1	0.1	[8]

* [1] Черепашук и др. (2019a); [2] Черепашук и др. (2019b); [3] Ву и др. (2016), [4] ГЭ12; [5] ГЭ14; [6] ГЭ17; [7] Кантрелл и др. (2010); [8] Шакура, Сюняев (1973).

Примечание. Пиковый темп аккреции равен эддингтоновскому: $\dot{M}_{\text{acc},0} = \dot{M}_{\text{Edd}} = 1.4 \times 10^{18} (M_x/M_\odot) \text{ г/с}$.

Таблица 2. Изменения орбитального периода из-за вспышки $\Delta P_{\text{burst}}/\Delta T_q$ [с/с] для систем XTE J1118+480, A0620–00 и GRS 1124–68, согласно значениям из наших расчетов (ветер и аккреция), а также наблюдаемым и модельным значениям из работ ГЭ и ЧП19

Параметры	XTE J1118+480	A0620–00	GRS 1124–68
Нижняя оценка в модели	6.6×10^{-11}	3.9×10^{-13}	9.5×10^{-13}
Наблюдения (ГЭ)	-6.0×10^{-11}	-1.9×10^{-11}	-6.6×10^{-10}
Модель 1 ГЭ	-5.4×10^{-13}	-7.6×10^{-13}	-8.9×10^{-13}
Модель 2 ГЭ	-2.7×10^{-11}	-8.6×10^{-12}	-3.5×10^{-12}
Гравитационные волны (ЧП19)	-3.0×10^{-13}	-2.0×10^{-13}	-4.0×10^{-13}
Магнитное торможение (ЧП19)	-7.8×10^{-12}	-3.8×10^{-12}	-2.2×10^{-12}

При таких параметрах средние значения изменения орбитального периода на протяжении вспышки: около 4.3×10^{-10} с/с, 9.6×10^{-11} с/с и 8.2×10^{-11} с/с для XTE J1118+480, A0620–00 и GRS 1124–68 соответственно. Такое сильное влияние ветра на орбитальный период происходит только во время самой вспышки (около 40–90 дней, нами было выбрано значение 45 для XTE J1118+480, A0620–00 и 85 дней для GRS 1124–68). В спокойном же состоянии (от нескольких до десятков лет) темпы аккреции и ветра в диске значительно ниже, а механизмы образования ветра могут и вовсе отключаться.

В табл. 2 приведены рассчитанные нами значения изменений периодов за счет ветра от диска и аккреции вещества для систем XTE J1118+480, A0620–00 и GRS 1124–68 в предположении возникновения одной вспышки за $\Delta T_q = 6, 30$ и 20 лет соответственно. Иными словами, системы, согласно модели, пребывают 45 дней в состоянии с высокими темпами аккреции и ветра (рис. 4), когда период существенно изменяется, после чего

наступает спокойное состояние, длящееся ΔT_q . Такие значения времен были выбраны не случайно, а именно, система XTE J1118+480 вспыхивала довольно часто, в 2000 и 2005 гг. (Войтех Саймон, 2020), чего нельзя сказать о системах A0620–00 и GRS 1124–68, в которых вспышки не наблюдались с 1975 и 1991 г. (Коннорс и др., 2017; Ву и др., 2016). Наблюдения XTE J1118+480, использованные в работах ГЭ12 и ГЭ14 для определения уменьшения периода системы, велись с 2000 до 2012 г. В случае A0620–00 последнее измерение периода было произведено в 2006 г. (ГЭ14), а последняя вспышка произошла в 1975 г. Для GRS 1124–68 последним было измерение периода в 2012 г. (ГЭ17) спустя более чем двадцать лет после вспышки 1991 г.

Также, помимо наших модельных оценок, в табл. 2 приведены значения из серии работ ГЭ12, ГЭ14 и ГЭ17 (как теоретические, так и определенные из наблюдений, далее “ГЭ”) и оценки ЧП19. В работах ГЭ использовалась модель уменьшения

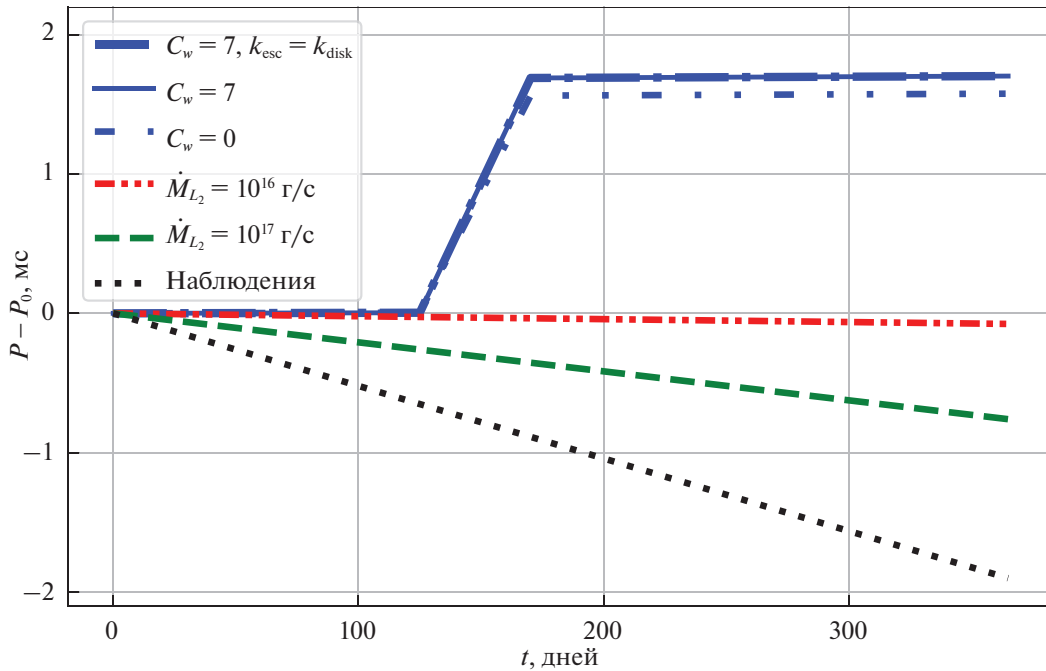


Рис. 5. Годовое изменение периода для системы XTE J1118+480, согласно модели (синие кривые: перетекание и вспышка), наблюдениям, а также постоянному истечению из точки Лагранжа L_2 (зеленая и красная).

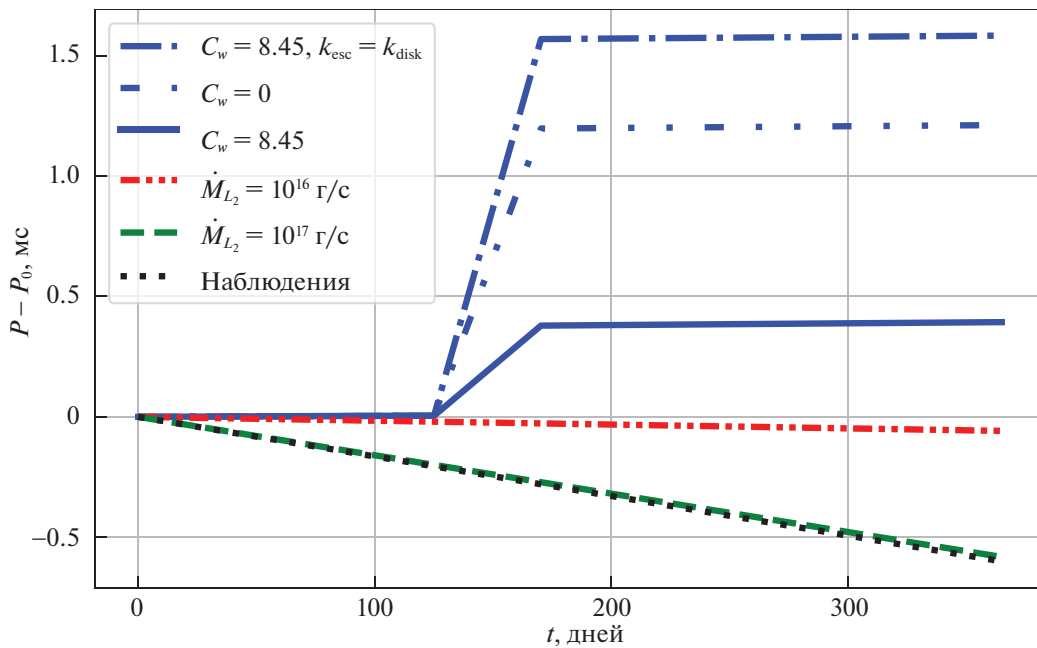


Рис. 6. Годовое изменение периода для системы A0620–00, согласно модели (синие кривые: перетекание и вспышка), наблюдениям (черная), а также постоянному истечению из точки Лагранжа L_2 (зеленая и красная).

периода двойной из Йохансен и др. (2009), которая учитывает магнитное торможение и потерю вещества за счет испарения черной дыры. В ГЭ используется два набора параметров для данной модели: “реалистичный” и “экстремальный” (максимально возможное влияние потери массы и магнитного торможения). В табл. 2 обозначения Модель 1 и Модель 2 выбраны для “реалистичного” и “экстремального” наборов параметров соответственно. Все значения были приведены с целью ка-

симально возможное влияние потери массы и магнитного торможения). В табл. 2 обозначения Модель 1 и Модель 2 выбраны для “реалистичного” и “экстремального” наборов параметров соответственно. Все значения были приведены с целью ка-

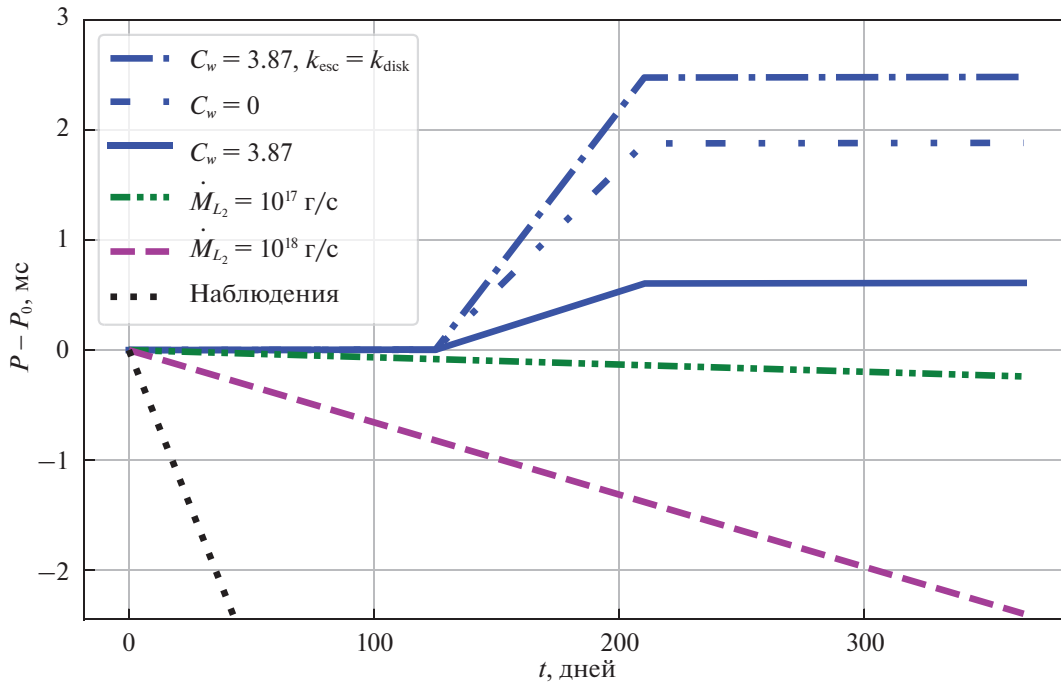


Рис. 7. Годовое изменение периода для системы GRS 1124–68, согласно модели (синие кривые: перетекание и вспышка), наблюдениям, а также постоянному истечению из точки Лагранжа (пурпурная и зеленая) L_2 .

чественного сопоставления мощностей различных механизмов, влияющих на эволюцию орбитальных периодов двойных систем.

Изменения периода из-за вспышек мало заметны на фоне наблюдаемого векового тренда XTE J1118+480, A0620–00 и GRS 1124–68 на масштабах 6, 30 и 20 лет соответственно. Отметим, что значения в первой строке табл. 2 не учитывают другие эффекты, вызывающие вековые изменения орбитального периода, описанные выше, а именно, истечение из точки Лагранжа L_2 и перетекание вещества из оптического компонента в диск.

На рис. 5–7 для трех систем изображены изменения периодов за один год, в течение которого происходит одна вспышка. Линиями со “ступеньками” показан суммарный эффект перетекания вещества в диск (выражающийся как малозаметное вековое увеличение периода для $\langle \dot{M}_{\text{tr}} \rangle = 10^{16}$ г/с) и вспышки (сама ступенька). Эффект от истечения из точки L_2 изображен для двух значений темпов потери массы, различающихся в 10 раз. Истечение из точки L_2 приводит к вековому уменьшению периода, но наблюдаемый темп требует слишком больших темпов потери массы. Видно, что для каждой из трех систем истечение из L_2 могло бы объяснить уменьшение периода порядка наблюдаемого только при очень больших, нереалистичных темпах потерь через L_2 , особенно в случае GRS 1124–68.

Хорошим доказательством, говорящим в пользу сильного изменения периода во время вспышки

из-за ветра от диска, были бы наблюдения за орбитальным периодом рентгеновской двойной непосредственно до и после вспышки рентгеновской новой. Согласно нашей модели, для XTE J1118+480, A0620–00 и GRS 1124–68 орбитальные периоды систем во время вспышек при выбранных значениях C_w могут увеличиться на $\gtrsim 1.6$, $\gtrsim 0.4$ и $\gtrsim 0.6$ мс соответственно, однако подобных наблюдений за данными системами пока не проводилось.

ОБСУЖДЕНИЕ

Согласно наблюдениям ГЭ14 и ГЭ17, три рассмотренные ММРД с черными дырами демонстрируют сильное уменьшение периода в спокойном состоянии. Уменьшение периода из-за гравитационного излучения на 2–3 порядка меньше наблюдаемых темпов (ЧП19), а оценки для магнитного торможения — на порядок, даже при очень благоприятных параметрах (табл. 2). Из рассмотренных нами механизмов только истечение вещества из точки L_2 с неправдоподобно высоким темпом могло бы объяснить наблюдаемые темпы (рис. 5–7).

Кроме этих механизмов торможения возможен еще следующий. Вещество, выброшенное ветром от аккреционного диска или ушедшее через точку L_2 , может образовать тороидальный диск вокруг двойной системы (circumbinary disk). Такое кольцеобразное образование за счет вязкости может отводить момент приливных сил, действующий на него со стороны двойной системы, и тем самым

уменьшать момент импульса двойной системы (и ее орбитальный период). Характерное вязкое время эволюции этого кольца вещества значительно превышает вязкое время горячего диска компактного объекта, что позволяет ему эффективно отводить момент импульса без постоянной подпитки веществом. В работах Муно и Мауэрхан (2006), Ванг и Ванг (2014) приводятся наблюдательные свидетельства в пользу существования такого диска вокруг A0620–00 и XTE J1118+480. В работе ЧП19, опирающейся на результаты Артимовича и Любова (1994), было изучено влияние подобного кольца на период тесной двойной системы. Согласно их статье, наблюдаемое уменьшение периода A0620–00 и XTE J1118+480 может быть объяснено, если масса подобного кольца вокруг систем приблизительно равна $10^{-9} M_{\odot}$. Из наших моделирований следует, что для A0620–00 и XTE J1118+480 во время вспышки (даже для случая $C_w = 2$) масса вещества, выброшенного ветром из диска, равна соответственно $3.4 \times 10^{-8} M_{\odot}$ и $2.4 \times 10^{-8} M_{\odot}$. Скорее всего, не все вещество, выброшенное во время вспышки ветром, оседает в кольцо вокруг двойной, но даже в этом предположении подобной оценки может быть достаточно для объяснения наблюдаемого уменьшения периода для систем A0620–00 и XTE J1118+480. Однако для GRS 1124–68 кольцо вокруг двойной системы должно быть тяжелее на два порядка, а именно $10^{-7} M_{\odot}$. Необходимая масса может быть достигнута за одну вспышку, но в предположении очень сильного ветра (для $C_w = 10$ масса выброшенного в ветре вещества составляет $1.1 \times 10^{-7} M_{\odot}$). Факт настолько сильного изменения периода GRS 1124–68 делает ее еще более интересной для дальнейшего изучения.

ВЫВОДЫ

Вспышка в ММРД приводит к существенному изменению ее орбитального периода. Нами получена общая аналитическая формула для оценки данного эффекта с учетом ветра от аккреционного диска и даны количественные оценки величины изменения периода для трех ММРД.

Наблюдения различных ММРД систем и изменения орбитального периода непосредственно до и после вспышек могут выявить предсказанные изменения периода и сопоставить их с темпами потери вещества за счет ветра.

Также нами оценены изменения периодов из-за механизмов, работающих и в спокойном состоянии ММРД: перетекание вещества от донора в диск вокруг черной дыры и истечение вещества из точки L_2 . Последний приводит к вековому уменьшению орбитального периода. Однако и он не может объяснить наблюдаемые темпы уменьшения периода

в рассмотренных источниках, для объяснения которых, по-видимому, надо привлекать или экстремально сильное магнитное торможение, или отвод момента импульса в кольцо вещества, окружающее двойную систему.

Авторы выражают благодарность К.А. Постнову за ценные замечания, семинару отдела релятивистской астрофизики за плодотворную дискуссию, а также И.И. Антохину за комментарии. Работа АЛА была поддержана фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (грант № 20-2-1-106-1). Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета “Фундаментальные и прикладные исследования космоса”. Разработка программного кода была поддержана грантом РФФИ № 18-502-12025.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авакян и др. (A.L. Avakyan, K.L. Malanchev, and G.V. Lipunova), *Proceed. of the Inter. Conf. “The multi-messenger astronomy: gamma-ray bursts, search for electromagnetic counterparts to neutrino events and gravitational waves”*, 25 (2019).
2. Артимович, Любов (P. Artymowicz and S.H. Lubow), *Astrophys. J.* **421**, 651 (1994).
3. Ванг, Ванг (X. Wang and Z. Wang), *Astrophys. J.* **788**, 184 (2014).
4. Вербунт, Цваан (F. Verbunt and C. Zwaan), *Astron. Astrophys.* **100**, L7 (1981).
5. Ву и др. (J. Wu, J.A. Orosz, J.E. McClintock, I. Hasan, Ch.D. Bailyn, L. Gou, and Z. Chen), *Astrophys. J.* **825**, 46 (2016).
6. Гонсалес Эрнандес и др. (J.I. Gonzalez Hernandez, R. Rebolo, and J. Casares), *Astrophys. J.* **744**, L25 (2012).
7. Гонсалес Эрнандес и др. (J.I. Gonzalez Hernandez, R. Rebolo, and J. Casares), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **438**, 21 (2014).
8. Гонсалес Эрнандес и др. (J.I. González Hernández, L. Suárez-Andrés, R. Rebolo, and J. Casares), *MNRAS* **465**, L15 (2017).
9. Джинс (J.H. Jeans), *Astronomy and Cosmogony* (Cambridge: Cambridge Univer. Press, 1928), p. 280.
10. Диас Триго, Бойрин (M. Díaz Trigo and L. Boirin), *Astronomische Nachrichten* **337**, 368 (2016).
11. Емельянов, Салямов (N.V. Emelyanov and V.N. Salyamov), *Sov. Astron.* **27**, 442 (1983).
12. Итикава, Осаки (S. Ichikawa and Y. Osaki), *PASJ* **46**, 621 (1994).
13. Йохансен и др. (T. Johannsen, D. Psaltis, and J.E. McClintock), *Astrophys. J.* **691**, 997 (2009).
14. Кантрелл и др. (A.G. Cantrell, Ch.D. Bailyn, J.A. Orosz, J.E. McClintock, R.A. Remillard, C.S. Froning, J. Neilsen, D.M. Gelino, and L. Gou), *Astrophys. J.* **710**, 1127 (2010).

15. Касарес и др. (J. Casares, T. Muñoz-Darias, D. Mata Sánchez, P.A. Charles, M.A.P. Torres, M. Armas Padilla, R.P. Fender, and J. García-Rojas), *MNRAS* **488**, 1356 (2019).
16. Коннорс и др. (R.M.T. Connors, S. Markoff, M.A. Nowak, J. Neilsen, C. Ceccobello, P. Crumley, C.S. Froning, E. Gallo, and J.E. Nip), *MNRAS* **466**, 4121 (2017).
17. Косец и др. (P. Kosec, A.C. Fabian, C. Pinto, D.J. Walton, S. Dyda, and C.S. Reynolds), *MNRAS* **491**, 3730 (2020).
18. Крушевский (A. Kruszewski), *Acta Astronomica* **14**, 241 (1964).
19. Ландау, Лифшиц (L.D. Landau and E.M. Lifshitz), *Теоретическая физика, том II, Теория поля, 7-е изд., испр.* (М.: Наука, 1988).
20. Липунова, Маланчев (G.V. Lipunova and K.L. Malanchev), *MNRAS* **468**, 4735 (2017).
21. Лукетич и др. (S. Luketic, D. Proga, T.R. Kallman, J.C. Raymond, and J.M. Miller), *Astrophys. J.* **719**, 515 (2010).
22. Маланчев, Липунова (K.L. Malanchev and G.V. Lipunova), *Astrophys. Source Code Library* (2016).
23. Муно, Мауэрхан (M.P. Munro and J. Mauerhan), *Astrophys. J.* **648**, L135 (2006).
24. Муньос-Дариас и др. (T. Muñoz-Darias, F. Jiménez-Ibarrá, G. Panizo-Espinar, J. Casares, D. Mata Sánchez, G. Ponti, R.P. Fender, D.A.H. Buckley, P. Garnavich, M.A.P. Torres, M. Armas Padilla, P.A. Charles, J.M. Corral-Santana, J.J.E. Kajava, E.J. Kotze, C. Littlefield, J. Sánchez-Sierras, D. Steeghs, and J. Thomas), *Astrophys. J.* **879**, L4 (2019).
25. Понти и др. (G. Ponti, R.P. Fender, M.C. Begelman, R.J.H. Dunn, J. Neilsen, and M. Coriat), *MNRAS* **422**, L11 (2012).
26. Раппапорт и др. (S. Rappaport, P.C. Joss, and R.F. Webbink), *Astrophys. J.* **254**, 616 (1982).
27. Саймон (Vojtěch Šimon), *PASA* **37**, e003 (2020).
28. Соberman и др. (G.E. Soberman, E.S. Phinney, and E.P.J. van den Heuvel), *Astron. Astrophys.* **327**, 620 (1997).
29. Сулейманов и др. (V.F. Suleimanov, G.V. Lipunova, and N.I. Shakura), *Astron. Astrophys.* **491**, 267 (2008).
30. Франк и др. (J. Frank, A. King, and D.J. Raine), *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition* (Cambridge, UK: Cambridge Univer. Press, 2002).
31. Хиггинботтом, Прога (N. Higginbottom and D. Proga), *Astrophys. J.* **807**, 107 (2015).
32. Хиггинботтом и др. (N. Higginbottom, D. Proga, C. Knigge, and K.S. Long), *Astrophys. J.* **836**, 42 (2017).
33. Хиггинботтом и др. (N. Higginbottom, C. Knigge, K.S. Long, J.H. Matthews, and E.J. Parkinson), *MNRAS* **484**, 4635 (2019).
34. Чен, Подсядловски (W.-C. Chen and Ph. Podsiadlowski), *Astrophys. J.* **876**, L11 (2019).
35. Чен и др. (W. Chen, C.R. Shrader, and M. Livio), *Astrophys. J.* **491**, 312 (1997).
36. Черепашук (А.М. Cherepaschuk), *Тесные двойные звезды, Часть II* (М.: Физматлит, 2013).
37. Черепашук и др. (А.М. Cherepashchuk, N.A. Katysheva, T.S. Khruzina, S.Yu. Shugarov, A.M. Tatarnikov, and A.I. Bogomazov), *MNRAS* **490**(3), 3287 (2019a).
38. Черепашук и др. (А.М. Cherepashchuk, N.A. Katysheva, T.S. Khruzina, S.Yu. Shugarov, A.M. Tatarnikov, M.A. Burlak, and N.I. Shatsky), *MNRAS* **483**, 1067 (2019b).
39. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).
40. Эгглтон (P.P. Eggleton), *Astrophys. J.* **268**, 368 (1983).