

GX 339-4: СОГЛАСУЕТСЯ ЛИ МОДЕЛЬ ПРЕЦЕССИИ ГОРЯЧЕГО ТЕЧЕНИЯ С ИНФРАКРАСНОЙ ПЕРЕМЕННОСТЬЮ В МАЛОМАССИВНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ?

© 2021 г. А. Н. Семена^{1*}, И. А. Мереминский¹, В. А. Арефьев¹, А. А. Лутовинов¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 07.07.2021 г.

После доработки 25.11.2021 г.; принята к публикации 25.11.2021 г.

В ходе аккреционных вспышек маломассивные рентгеновские двойные демонстрируют сложное поведение, сопровождающееся быстрым изменением спектральных и временных характеристик излучения во всем диапазоне электромагнитного спектра — от радио до жесткого рентгеновского. До сих пор отсутствует полная, самосогласованная модель, описывающая все наблюдаемые явления, в том числе быстрые изменения потока в видимом и близком инфракрасном диапазонах и связь этих изменений с рентгеновским излучением, а наблюдаемая эволюция вспышек описывается в терминах смены характерных состояний. По данным квазиодновременных оптических, инфракрасных и рентгеновских наблюдений показано, что резкому падению яркости оптического излучения вблизи перехода из “низкого/жесткого” состояния в “высокое/мягкое” сопутствует увеличение частоты наблюдающихся квазипериодических осцилляций рентгеновского излучения. Такое поведение может быть объяснено в рамках модели, в которой и рентгеновское и оптическое излучение производятся синхротронным механизмом в горячем течении вблизи компактного объекта.

Ключевые слова: рентгеновские источники, транзиенты, аккреция.

DOI: 10.31857/S0320010821120044

ВВЕДЕНИЕ

Маломассивные рентгеновские двойные (ММРД) — это тесные двойные системы, в которых происходит аккреция вещества с маломассивной ($\lesssim 1M_{\odot}$) оптической звезды-компаньона на компактный объект — нейтронную звезду или черную дыру. Для многих ММРД характерна значительная переменность в рентгеновском диапазоне на масштабе недель-месяцев, обусловленная, по-видимому, тепловыми неустойчивостями в аккреционном диске. В течение продолжительного времени в такой системе происходит накопление вещества в холодном диске, при этом рентгеновская светимость остается низкой ($L_X \approx \approx 10^{32}$ эрг s^{-1}). После достижения критической температуры в диске темп аккреции на компактный объект резко возрастает и за короткое время (дни-недели) рентгеновская светимость достигает $L_X \approx \approx 0.1...1L_{Edd}$, где L_{Edd} — предельная Эддингтоновская светимость. Обычно после этого вспышка начинает медленно затухать и за несколько месяцев система возвращается в исходное состояние с

холодным диском. ММРД, демонстрирующие такое поведение, называют рентгеновскими новыми.

Яркость подобных систем во время вспышек позволяет детально исследовать процесс аккреции при разных уровнях светимости. Однако нерегулярность вспышек и сложность проведения координированных многоволновых наблюдений этих, зачастую тусклых в оптическом диапазоне систем, привели к тому, что в течение долгого времени протекание аккреционной вспышки описывалось феноменологически, как смена характерных состояний, определенных на основании рентгеновских спектров (Танака и Шибасаки, 1996) и особенностей быстрой переменности (Беллони и Мотта, 2016).

В рамках этой модели большинство вспышек описывается следующей последовательностью состояний: до вспышки система находится в “тихом” состоянии, затем начинается резкий рост жесткого ($\gtrsim 5$ кэВ) рентгеновского излучения, спектр которого хорошо описывается степенным законом с показателем $\gamma = 1.5-2$ (“низкое/жесткое” состояние). Затем наступает “промежуточное/жесткое” состояние: в рентгеновском спектре появляется

*Электронный адрес: san@iki.rssi.ru

“мягкая” компонента (с максимальной интенсивностью на энергиях 0.1–6 кэВ), спектр которой соответствует излучению многотемпературного чернотельного диска (Шакура, Сюняев, 1973). Относительный вклад “мягкой” компоненты растет до того момента, пока она не станет полностью доминировать в рентгеновском спектре — наступит “мягкое/высокое” состояние. Затем могут последовать постепенное уменьшение светимости на масштабе недель-месяцев и последующий обратный переход к “промежуточному”, а затем и “низкому/жесткому” состоянию. Удобно описывать такие вспышки в терминах диаграммы “рентгеновская жесткость” — “светимость”, на которых они описываются Q-образные треки.

Рентгеновский спектр в разных состояниях описывался различным вкладом двух спектральных компонент — степенной, источником которой предположительно является горячая плазма с температурой десятки-сотни кэВ и многотемпературного чернотельного аккреционного диска (Шакура, Сюняев, 1973; Эрдли и др., 1975; Шапиро и др., 1976; Сюняев, Титарчук, 1980; Нараян и Ю, 1995).

Наблюдаемая спектральная эволюция во время вспышек была объяснена нарастанием темпа аккреции и постепенным замещением между геометрически толстым, оптически тонким горячим течением вблизи компактного объекта, в котором формируется высокоэнергичное рентгеновское излучение в “жестком” состоянии) и геометрически тонкого, оптически толстого аккреционного диска, определяющего энергетический спектр в “мягком” состоянии. При этом сам механизм, приводящий к появлению горячего течения и его последующего замещения холодным диском, все еще вызывает вопросы.

Дальнейшие исследования свойств рентгеновского излучения ММРД во вспышках показали, что вместе с энергетическим спектром значительно меняются и характеристики быстрой переменности. Разным состояниям соответствуют определенные формы спектра мощности, в частности, на некоторых стадиях вспышки в спектрах мощности были обнаружены квазипериодические осцилляции (КПО) (Гребенев и др., 1993; Каселла и др., 2005) с частотами от сотых долей до сотен Гц. Высокая частота и амплитуда КПО явно указывают на то, что они являются отражением когерентных процессов в близкой окрестности аккрецирующего релятивистского компактного объекта и могут быть использованы для изучения внутренних частей аккреционного течения.

Одним из наиболее хорошо изученных типов КПО, ввиду большой амплитуды и добротности ($\approx 10\%$ RMS, $Q > 10$), являются КПО типа-C (согласно классификации Каселла и др., 2005). Для

объяснения этих КПО был предложен ряд моделей, объясняющих их прецессии (Стелла, Витри, 1998) или кеплеровским движением (Титарчук и др., 2007) или неустойчивостями аккреционного течения (Тагер, Пеллат, 1999). Наиболее проработанная модель формирования этого типа КПО связывает их с прецессией Ленсе–Тирринга внутренней части горячего течения, ответственного за основную долю яркости ММРД в жестком рентгеновском диапазоне (Стелла и Витри, 1998; Инграм и др., 2009).

Расширение наблюдений вспышек ММРД на оптический, инфракрасный и радиодиапазоны позволило обнаружить новые явления, также тесно связанные с аккрецией. Например, обнаружение радиоизлучения и вспышечной активности в радиодиапазоне в заключительной части жесткого состояния указало на формирование легких релятивистских струй — джетов в ММРД (Мирабель, Родригес, 1994; Фендер, 2001).

Кроме того, во многих ММРД был обнаружен избыток оптического и инфракрасного (ОИР) потока относительно ожидаемого от оптически толстого диска и облученной звезды компаньона (Хайнс и др., 2000, 2002; Джелини и др., 2010). Было предложено несколько моделей, объясняющих происхождение этого ОИР-излучения самопоглощенным синхротронным излучением нетепловых электронов в релятивистских струях (Корбел и Фендер, 2002; Расселл и др., 2006; Кориат, 2009; Каселла и др., 2010; Бакстон и др., 2012), синхротронным излучением в горячем течении (Джиселлини и др., 1998; Поутанен и Вурм, 2009; Веледина и др., 2011, 2013; Гребенев и др., 2016) или облучением аккреционного диска (Герлинский и др., 2009).

Большинство таких моделей удовлетворительно воспроизводят наблюдаемые широкополосные спектры. Однако наблюдаемые эффекты, связанные с переменностью ОИР и рентгеновского излучения, зачастую воспроизвести не удается. Так, быстрые вариации инфракрасного потока исключают механизмы нагрева диска и практически однозначно ассоциируют эту часть спектра с внутренними частями аккреционного течения (Муно и Моран, 2006) или джетом. Обнаруженная антикорреляция инфракрасного и рентгеновского потока на коротких временных масштабах (порядка секунды), в которой ИК-излучение опережает рентгеновское (Дуран и др., 2011), не согласуется с моделями облучения диска. Также этот эффект указывает, что инфракрасное излучение действительно может быть источником затравочных фотонов для формирования жесткого рентгеновского излучения — подобная картина ожидается в модели синхротронного формирования затравочных

фотонов (Вардзинский и Дзярский, 2001; Веледина и др., 2011).

В данной работе рассмотрены квазиодновременные ОИР и рентгеновские наблюдения ранних стадий трех аккреционных вспышек GX 339-4. Вблизи перехода из “жесткого” в “мягкое” состояние наблюдается резкое падение ОИР потока. С другой стороны, в это же время наблюдается рост частоты КПО типа-С в рентгеновском излучении. Поскольку в рамках релятивистских прецессионных моделей образования КПО определенной наблюдаемой частоте соответствует характерный радиус, такие одновременные наблюдения позволяют проверить наличие связи между изменениями геометрии аккреционного течения и ОИР излучением.

GX 339-4

GX 339-4 является одной из наиболее хорошо изученных ММРД. Эта система была впервые обнаружена в рентгеновском диапазоне в 1972 г. (Маркерт и др., 1973), а уже в 1979 г. был найден оптический компаньон системы (Докси и др., 1979) — переменная звезда V821 Aга. Оптическая спектроскопия позволила определить орбитальный период системы (1.75 дня) и получить нижний предел на массу компактного объекта $>6M_{\odot}$ (Мунош-Дариаш и др., 2008), что однозначно указывает на то, что в системе происходит аккреция на черную дыру (ЧД). В отличие от многих других ММРД, GX 339-4 демонстрирует частые аккреционные вспышки, приблизительно каждые два года, что делает эту систему одной из наиболее хорошо изученных.

В результате ряда наблюдательных кампаний были получены квазиодновременные данные в рентгеновском, оптическом и инфракрасном диапазонах, покрывающие течение четырех вспышек этой системы. Эти данные позволяют исследовать связь изменения оптического/инфракрасного потока и характеристик рентгеновского излучения системы — как спектральных, так и временных (Хоман и Беллони, 2005; Мотта и др., 2011; Бакстон и др., 2012).

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ

Рентгеновские наблюдения

Мы использовали архивные данные обсерватории *RXTE*, полученные прибором *РСА*. Большая эффективная площадь, широкий энергетический диапазон (2–30 кэВ) и отличное временное разрешение позволяют надежно определять форму рентгеновского спектра и параметры спектра мощности переменности даже в относительно коротких (несколько кс) наблюдениях.

Всего, за время активной работы обсерватории *RXTE/РСА*, GX 339-4 продемонстрировал четыре большие аккреционные вспышки — в 2002, 2004, 2007 и 2010 г. Эти данные были проанализированы и систематизированы в работе Мотта и др. (2011), в том числе был проведен поиск и классификация КПО, измерение полной светимости, оценка вклада тепловой и степенной компонент в рентгеновский спектр. Для дальнейшего анализа были взяты результаты анализа наблюдений начальных стадий аккреционных вспышек, в которых были обнаружены КПО типа С. Всего таких наблюдений оказалось 73, для каждого были взяты следующие параметры — фотонный индекс степенной компоненты, полный поток и поток в степенной компоненте (измеренные в диапазоне 2–20 кэВ, в единицах потока Крабовидной туманности) и частота КПО.

ОИР мониторинг

Мониторинг системы GX 339-4 в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах проводился на 1.3-м телескопе SMARTS в рамках большой наблюдательной программы, выполнявшейся в 2002–2010 гг. (Бакстон и др., 2012). Данные мониторинга доступны в архиве астрономических данных MAST¹. Наблюдения проводились в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах, изображения в каждой из двух пар фильтров V и J, I и H снимались одновременно 300 секундными и 240 секундными экспозициями. Медианное время между наблюдениями составляет одни сутки, также имеется ряд наблюдений, выполненных с разницей в несколько часов.

Покрытие хода вспышки в инфракрасном диапазоне оказалось неравномерным и для вспышки 2007 и в особенности 2004 г. интересующий нас переход от “жесткого” к “мягкому” состоянию оказался практически не покрыт измерениями, в связи с чем вспышка 2004 г. была исключена из дальнейшего анализа совместных рентгеновских и ОИР данных.

КОРРЕЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО И ИНФРАКРАСНОГО ПОТОКА С ЧАСТОТОЙ КПО

Данные телескопа SMARTS покрыли четыре вспышки GX 339-4 и были проанализированы в ряде работ в контексте одновременного изменения рентгеновского и инфракрасного потоков и их спектральных характеристик (Рассел, 2006; Хоман и др., 2005; Кориат, 2009; Бакстон и др., 2012).

¹<https://dx.doi.org/10.17909/T9RP4V>

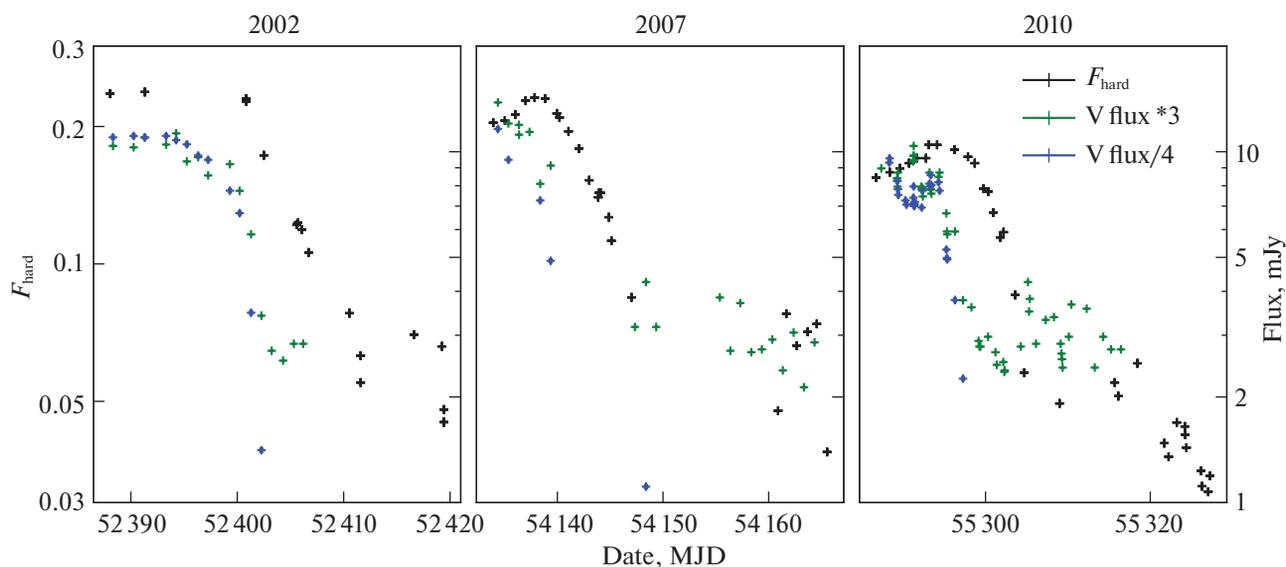


Рис. 1. Жесткий рентгеновский и инфракрасный потоки GX 339-4 во время состояний системы, когда наблюдалось КПО типа С. Видно, что падение инфракрасного потока происходит с опережением затухания степенной компоненты излучения в спектре.

Обнаруженные зависимости указывали на связь источников инфракрасного и рентгеновского излучения и интерпретировались авторами как указание на спектральные состояния релятивистских струй в этой системе.

Обнаруженные свойства корреляции между потоком ММРД в инфракрасном и рентгеновском диапазонах (Дуран и др., 2011) и, в частности, обнаружение когерентных высокочастотных ($\nu > 0.1$ Гц) КПО (Веледина и др., 2015; Каламкар и др., 2016) также свидетельствуют о тесной связи среды, формирующей жесткое рентгеновское излучение и часть инфракрасного и оптического потока таких систем. Подобная связь должна быть отражена в сильной корреляции всех характеристик горячего течения со свойствами оптического и инфракрасного спектра. Одной из наиболее явных и определенно относящихся именно к характеристикам горячего течения наблюдаемых величин является частота квазипериодических осцилляций, проявляющихся в отдельные эпизоды жесткого и промежуточного жесткого состояния во время всплеск ММРД (Каселла и др., 2005; Мотта и др., 2017).

Достаточно хорошее покрытие фотометрическими наблюдениями в оптическом и ИК-диапазонах также пришлось и на моменты резкого сокращения оптического и ИК-потоков, предшествовавших переходу из “жесткого” в “мягкое” рентгеновское состояние (рис. 1). Данный переход также оказался хорошо покрыт наблюдениями *RXTE*/*PCA*. В спектре мощности части этих

наблюдений были обнаружены КПО. Оказалось, что во всех всплесках резкое изменение ОИР спектра происходит в моменты, когда в спектре мощности рентгеновской переменности наблюдается КПО типа С. Следует отметить, что во время падения ОИР потока жесткий рентгеновский поток продолжает расти, и начинает снижаться только спустя несколько дней. При этом ОИР поток оказывается сильно коррелирован с частотой КПО (см. рис. 2).

Это указывает на связь физических процессов, приводящих к изменению частоты КПО и ОИР потока в системе. Считается, что наблюдаемые КПО могут появляться в результате прецессии внутренней горячей части аккреционного течения, и продемонстрированная корреляция может указывать на нее как источник ОИР потока в системе. В следующей главе мы опишем физическую модель горячего течения, предложенную другими авторами, которая может качественно воспроизводить наблюдаемые зависимости частоты КПО и ОИР потока.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Веледина и др. (2015) предложили физическую модель, объясняющую наблюдаемую картину корреляции инфракрасного и рентгеновского потока и обнаруженные в оптическом, а позднее и в ИК-диапазоне КПО, когерентные КПО типа С наблюдавшимся в рентгеновском диапазоне (Каламкар и др., 2016). В данной модели инфракрасное и оптическое излучение формируются в горячем течении,

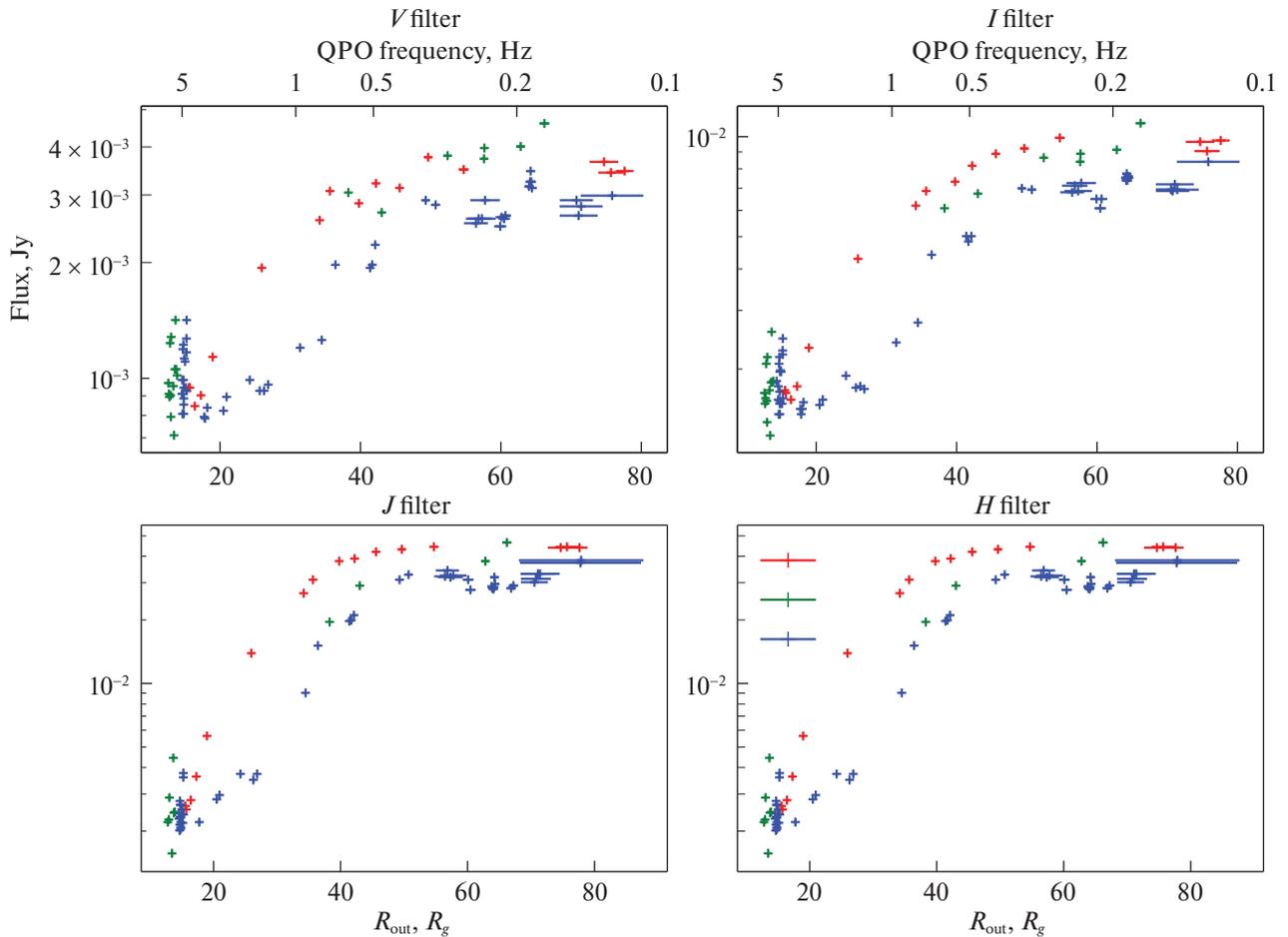


Рис. 2. Зависимость оптического и инфракрасного потоков в фильтрах V, I, J и H от радиуса прецессирующего горячего течения. Резкое падение инфракрасного потока в момент, когда горячее течение становится компактнее $\approx 50R_g$ может указывать, что в этой области частот лежит частота разворота синхротронного излучения, на которой оно становится прозрачно.

расположенном во внутренней части аккреционного потока, за счет синхротронного излучения нетепловых (имеющих степенной спектр энергий) релятивистских электронов, составляющих малую долю ($\lesssim 0.01$) от всех электронов горячего течения. Фотоны синхротронного излучения приобретают энергию за счет обратного комптоновского процесса на максвелловской части распределения электронов, формируя таким образом жесткое степенное излучение, тянущееся от ИК-диапазона до ~ 100 кэВ. Синхротронное самопоглощение на нетепловых электронах приводит к резкому загибу спектра ниже определенной частоты — частоты “заворота”. Частота “заворота” зависит от концентрации нетепловых электронов и напряженности магнитного поля и в модели (Веледина и др., 2015) растет вместе с концентрацией внутри горячего течения. Это приводит к тому, что в более внутренних частях горячего течения широкополосный

спектр начинается с более высоких частот. Данная конфигурация позволяет объяснить как КПО в ОИР диапазоне, так и картину корреляции с лидированием инфракрасного излучения.

Так как в предложенной модели более длинноволновое излучение формируется в более внешних частях горячего течения, уменьшение радиуса горячего течения при приблизительно сохраняющейся концентрации нетепловых электронов должно приводить к постепенному сокращению ОИР потока. Постепенное замещение горячего течения оптически толстым диском можно проследить по росту вклада тепловой компоненты в полное энергосодержание в рентгеновском диапазоне. Еще более точно геометрические характеристики горячего течения можно оценить по частоте КПО, которое, предположительно, формируется за счет его прецессии (Инграм и др., 2009). В рамках этой модели внешний радиус горячего течения может

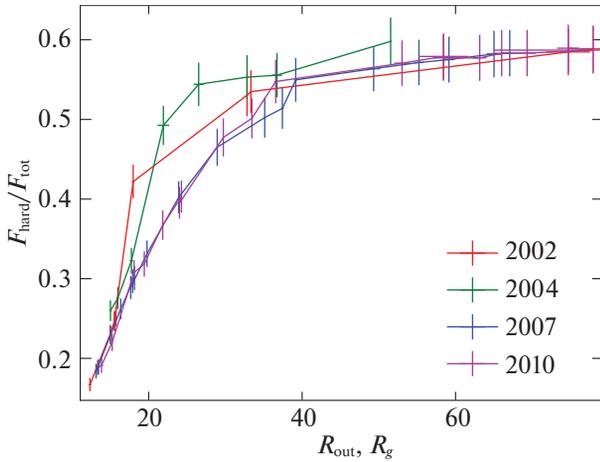


Рис. 3. Зависимость вклада горячего течения (нетеплового излучения) в полное энергывыделение системы в зависимости от внешнего радиуса прецессирующей области, полученной из значений частоты КПО. Точки распределения следуют жесткой корреляции, указывающей, что большая часть рентгена выделяется во внутренних областях горячего течения $R < 30R_g$.

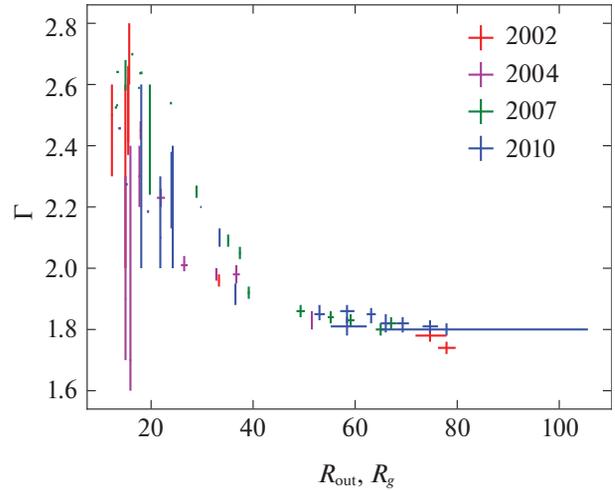


Рис. 4. Зависимость фотонного индекса от внешнего радиуса горячего течения.

быть оценен из частоты КПО типа С (см. формулу 2 Инграм и др., 2009). Для предложенных в этой же статье значений показателей вязкости зависимость частоты прецессии от внешнего радиуса горячего течения сводится к следующему виду:

$$\nu_{\text{кпо}} = 5a \frac{1 - \sqrt{R_{\text{out}}/R_i}}{\pi R_{\text{out}}^{5/2} \sqrt{R_i} (1 - (R_i/R_{\text{out}})^{5/2})}, \quad (1)$$

где значения частоты даны в единицах $c^3/2GM$, a — удельный угловой момент (при расчете мы использовали значение 0.9), R_i — характерный радиус, ниже которого поверхностная плотность течения начинает падать (численные симуляции указывают, что этот радиус должен быть порядка $\approx 9R_g$ почти независимо от удельного углового момента), R_{out} — внешний радиус прецессирующей зоны в единицах гравитационного радиуса. Используя данное соотношение, мы пересчитали измеренные значения частоты КПО типа С, наблюдавшегося при переходе от “жесткого” к “мягкому” состоянию, в предполагаемый радиус прецессирующей части горячего течения. Эти значения приведены на нижних осях графиков рис. 2.

Из рисунка следует, что ОИР поток резко падает при сокращении горячего течения меньше $R_{\text{out}} \lesssim 50R_g$. Это может указывать, что на данном радиусе совокупность параметров плотности нетепловых электронов и напряженности магнитного поля соответствует частоте заворота синхротронного самопоглощения $\nu \approx 3 \times 10^{17}$ Гц.

Воспользовавшись этими же измерениями внешнего радиуса, мы можем построить зависимость вклада горячего течения в полное рентгеновское излучение системы и зависимость фотонного

индекса от его размера (см. рис. 3 и 4). Из графика следует, что постепенное сокращение горячего течения в диапазоне радиусов $30R_g < R_{\text{out}} < 60R_g$ слабо сокращает его рентгеновский поток (см. рис. 3). В этом же диапазоне фотонный индекс слабо меняется, что может указывать на сохранение оптической толщины и концентрации релятивистских электронов, ответственных за жесткий рентген. Из этого можно сделать вывод, что структура внутренних частей горячего течения в целом сохраняется при исчезновении его внешних частей, пока оно не достигает размеров порядка $R_{\text{out}} \approx 30R_g$. Таким образом, за значительную часть рентгеновского излучения должны быть ответственны самые внутренние части горячего течения и наблюдаемое падение рентгеновского потока происходит только после сокращения его размеров меньше $R_{\text{out}} \lesssim 30R_g$.

Из показанных свойств модели синхротронной природы затравочных фотонов в горячем течении действительно следует наблюдаемая задержка падения рентгеновского потока за падением ОИР потока, а сама продолжительность этой задержки, которая оказывается заметно дольше вязкого времени, должна напрямую быть связана со скоростью замещения горячего течения оптически толстым диском.

Следует отметить, что в рамках этой модели также следует ожидать задержку уменьшения более коротковолнового излучения относительно более длинноволнового в инфракрасном — оптическом диапазоне, однако, такая задержка практически не наблюдается во вспышках GX 339-4. Из зависимостей на рис. 2 следует более плавное падение потока в голубом фильтре V по сравнению с ближним-ИК-фильтром H. Данное поведение

также можно ожидать в предложенной модели роста частоты заворота синхротронного поглощения ко внутренним частям горячего течения. При этом достаточно хорошо ограничить эту зависимость по имеющимся данным все еще не представляется возможным. Данное измерение можно было бы провести при наличии одновременных фотометрических и рентгеновских наблюдений, выполненных с высокой скважностью в фазу вспышки сопровождающейся появлением КПО.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе была рассмотрена долговременная переменность в ОИР и рентгеновском диапазоне. Во всех трех исследованных вспышках произошло резкое, менее чем за три дня, падение ОИР потока до перехода системы в “мягкое” состояние. Качественных изменений в рентгеновском спектре при этом не происходило. Показано, что наблюдаемое резкое изменение ОИР потока происходило во всех вспышках в моменты, когда в спектре мощности рентгеновской переменности наблюдались КПО С-типа. Изменение потока в ОИР диапазоне оказалось сильно коррелировано с частотой КПО, падение ОИР потока каждый раз происходило, когда КПО находилось в диапазоне частот 0.5–2 Гц. В предположении, что КПО производится прецессией внутренней части горячего аккреционного течения, эти частоты соответствуют его внешнему радиусу в $R_{\text{out}} \approx 50R_g$.

Подобная корреляция может качественно ожидать в модели релятивистской прецессии внутренней части горячего течения (Инграм и др., 2009) и синхротронного происхождения затравочных фотонов для обратной комптонизации в самом горячем течении (Веледина и др., 2013), объединенные в модели (Веледина и др., 2013). В этом случае по зависимости ОИР потока от частоты КПО можно оценивать долю нетепловых электронов и напряженность магнитного поля в горячем течении.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФ 19-02-00423.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бакстон и др. (M.M. Buxton, C.D. Bailyn, H.L. Capelo, R. Chatterjee, T. Dinccer, E. Kalemci, et al.), *Astron. J.* **143**(6), 130 (2012).
2. Беллони и Мотта (T.M. Belloni and S.E. Motta), in C. Bambi (ed.), *Astrophysics of Black Holes: From Fundamental Aspects to Latest Developments*, Vol. 440 of *Astrophysics and Space Science Library*, p. 61 (2016).
3. Вардзинский и Дзярский (G. Wardziński and A.A. Zdziarski), *MNRAS* **325**(3), 963 (2001).
4. Веледина и др. (A. Veledina, I. Vurm, and J. Poutanen), *MNRAS* **414**(4), 3330 (2011).
5. Веледина и др. (A. Veledina, J. Poutanen, and I. Vurm), *MNRAS* **430**(4), 3196 (2013).
6. Веледина и др. (A. Veledina, M.G. Revnivtsev, M. Durant, P. Gandhi, and J. Poutanen), *MNRAS* **454**(3), 2855 (2015).
7. Герлинский и др. (M. Gierliński, C. Done, and K. Page), *MNRAS* **392**(3), 1106 (2009).
8. Гребенев и др. (S. Grebenev, R. Sunyaev, M. Pavlinsky, E. Churazov, M. Gilfanov, A. Dyachkov, et al.), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **97**, 281 (1993).
9. Гребенев и др. (S.A. Grebenev, A.V. Prosvetov, R.A. Burenin, R.A. Krivonos, and A.V. Mascheryakov), *Astron. Lett.* **42**, 69 (2016).
10. Джелин и др. (D.M. Gelino, C.R. Gelino, and T.E. Harrison), *Astrophys. J.* **718**(1), 1 (2010).
11. Джиселлини и др. (G. Ghisellini, F. Haardt, and R. Svensson), *MNRAS* **297**(2), 348 (1998).
12. Докси и др. (R. Doxsey, J. Grindlay, R. Griffiths, H. Bradt, M. Johnston, R. Leach, et al.), *Astrophys. J. (Letters)* **228**, L67 (1979).
13. Дуран и др. (M. Durant, T. Shahbaz, P. Gandhi, R. Cornelisse, T. Muñoz Darias, J. Casares, et al.), *MNRAS* **410**(4), 2329 (2011).
14. Инграм и др. (A. Ingram, C. Done, and P.C. Fragile), *MNRAS* **397**, L101 (2009).
15. Каламкар и др. (M. Kalamkar, P. Casella, P. Uttley, K. O'Brien, D. Russell, T. Maccarone, et al.), *MNRAS* **460**(3), 3284 (2016).
16. Каселла и др. (P. Casella, T. Belloni, and L. Stella), *Astrophys. J.* **629**(1), 403 (2005).
17. Каселла и др. (P. Casella, T.J. Maccarone, K. O'Brien, R.P. Fender, D.M. Russell, M. van der Klis, et al.), *MNRAS* **404**(1), L21 (2010).
18. Корбел и Фендер (S. Corbel and R.P. Fender), *Astrophys. J. (Letters)* **573**(1), L35 (2002).
19. Кориат (M. Coriat, S. Corbel, M.M. Buxton, C.D. Bailyn, J.A. Tomsick, E. Körding, et al.), *MNRAS* **400**(1), 123 (2009).
20. Маркерт и др. (T.H. Markert, C.R. Canizares, G.W. Clark, W.H.G. Lewin, H.W. Schnopper, and G.F. Sprott), *Astrophys. J. (Letters)* **184**, L67 (1973).
21. Мирабель, родригес (I.F. Mirabel and L.F. Rodrigues), *Nature* **371**, 46 (1994).
22. Мотта и др. (S. Motta, T. Muñoz Darias, P. Casella, T. Belloni, and J. Homan), *MNRAS* **418**, 2292 (2011).
23. Мотта и др. (S.E. Motta, A. Rouco Escorial, E. Kuulkers, T. Muñoz Darias, and A. Sanna), *MNRAS* **468**(2), 2311 (2017).
24. Муно и Моран (M.P. Muno and J. Mauerhan), *Astrophys. J. (Letters)* **648**(2), L135 (2006).
25. Мунош-Дариаш и др. (T. Muñoz-Darias, J. Casares, and I.G. Martínez-Pais), *MNRAS* **385**(4), 2205 (2008).
26. Нараян и Ю (R. Narayan and I. Yi), *Astrophys. J.* **452**, 710 (1995).

27. Поутанен и Вурм (J. Poutanen and I. Vurm), *Astrophys. J. (Letters)* **690(2)**, L97 (2009).
28. Рассел и др. (D.M. Russell, R.P. Fender, R.I. Hynes, C. Brocksopp, J. Homan, P.G. Jonker, et al.), *MNRAS* **371(3)**, 1334 (2006).
29. Рассел (D.M. Russell, R.P. Fender, R.I. Hynes, C. Brocksopp, J. Homan, P.G. Jonker, et al.), *MNRAS* **371**, 1334 (2006).
30. Стелла и Витри (L. Stella and M. Vietri), *Astrophys. J. (Letters)* **492**, L59 (1998).
31. Сюняев, Титарчук (R.A. Sunyaev and L.G. Titarchuk), *Astron. astrophys.* **500**, 167 (1980).
32. Тагер, Пеллат (M. Tagger and R. Pellat), *Astron. Astrophys.* **349**, 1003 (1999).
33. Танака и Шибазакки (Y. Tanaka and N. Shibasaki), *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.* **34**, 607 (1996).
34. Титарчук и др. (L. Titarchuk, N. Shaposhnikov, and V. Arëfev), *Astrophys. J.* **660**, 556 (2007).
35. Фендер (R.P. Fender), *MNRAS* **322(1)**, 31 (2001).
36. Хайнс и др. (R.I. Hynes, C.W. Mauche, C.A. Haswell, C.R. Shrader, W. Cui, and S. Chaty), *Astrophys. J. (Letters)* **539(1)**, L37 (2000).
37. Хайнс и др. (R.I. Hynes, C.A. Haswell, S. Chaty, C.R. Shrader, and W. Cui), *MNRAS* **331(1)**, 169 (2002).
38. Хоман и Беллони (J. Homan and T. Belloni), *Astrophys. and Space Sci.* **300**, 107 (2005).
39. Хоман и др. (J. Homan, M. Buxton, S. Markoff, C.D. Bailyn, E. Nespoli, and T. Belloni), *Astrophys. J.* **624(1)**, 295 (2005).
40. Шапиро и др. (S.L. Shapiro, A.P. Lightman, and D.M. Eardley), *Astrophys. J.* **204**, 187 (1976).
41. Эрдли и др. (D.M. Eardley, A.P. Lightman, and S.L. Shapiro), *Astrophys. J. (Letters)* **199**, L153 (1975).