

*На правах рукописи*

**Филиппова Екатерина Владимировна**

**Моделирование рентгеновского излучения  
компактных объектов, формирующегося в  
результате выброса с них вещества**

**01.03.02. Астрофизика и радиоастрономия**

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук



Москва, 2009

Работа выполнена в Институте космических исследований РАН

**Научные руководители:**

кандидат физ.-мат. наук,

доктор физ.-мат. наук,

Лутовинов Александр Анатольевич  
(ИКИ РАН)

Ревнивцев Михаил Геннадьевич  
(ИКИ РАН)

**Официальные оппоненты:**

доктор физ.-мат. наук,

доктор физ.-мат. наук,

Блинников Сергей Иванович  
(ИТЭФ)

Чугай Николай Николаевич  
(ИНАСАН)

**Ведущая организация:**

Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз.

Защита диссертации состоится 25 декабря 2009 г. в 11 часов на заседании Диссертационного совета Д 002.113.02 в конференц-зале Института космических исследований РАН по адресу: 117997, Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32, ИКИ РАН, подъезд 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИКИ РАН.

Автореферат разослан 24 ноября 2009 г.

Ученый секретарь  
Диссертационного совета Д 002.113.02

к.ф.-м.н.



А.Ю.Ткаченко

## Общая характеристика работы

### *Актуальность темы*

В двойных системах с компактными объектами наблюдаются выбросы вещества в виде оболочек во время вспышек Новых и в виде струй в микрокварах. Зачастую они сопровождаются рентгеновским излучением оптически тонкой плазмы — повторная Новая RS Змееносца, классические Новая Геркулеса и Новая Парусов, галактический микрокварз SS433. В отличие от оптически толстого режима, это излучение потенциально несет в себе информацию обо всем излучающем объеме, а не только об его поверхности. Одним из способов получения этой информации наряду с теоретическими и экспериментальными исследованиями является численное моделирование.

Новые — это представители катаклизмических переменных звезд, которые внезапно (за период времени меньше чем несколько дней) увеличивают свою светимость на несколько порядков. Затухание происходит гораздо медленнее — на протяжении нескольких месяцев или даже лет. В зависимости от продолжительности интервала между взрывами различают повторные Новые, взрывающиеся каждые несколько десятков лет, и классические Новые, у которых период между взрывами составляет несколько тысяч лет.

Из теоретических оценок следует, что частота вспышек Новых в нашей Галактике составляет  $\sim 30 \pm 10$  событий в год (Шафтер, 2002), однако частота открытий намного меньше — порядка нескольких систем в год.

Каталог известных на сегодняшний день Новых и новоподобных звезд (карликовых новых, поляров) можно найти на сайте Центрального бюро астрономических телеграмм: [www.cfa.harvard.edu/iau/cbat.html](http://www.cfa.harvard.edu/iau/cbat.html). Согласно этим данным только в нашей Галактике открыта 391 такая система; тем не менее объектов, дающих наиболее ценный материал для детальных исследований, среди них очень мало.

Согласно принятой на сегодняшний день модели последовательная упрощенная картина развития вспышки Новой состоит из следующих этапов:

- Вещество в результате аккреции с оптического компаньона накапливается на поверхности белого карлика. При достижении критического давления в оболочке начинаются термоядерные реакции и происходит взрыв. Взрывное горение возможно благодаря вырожденному состоянию вещества на поверхности белого карлика. Как известно, в вырожденном состоянии давление

вещества не зависит от температуры, поэтому при термоядерном горении температура вещества увеличивается, а давление и плотность остаются постоянными, что позволяет развиваться реакциям лавинообразно до тех пор, пока вырождение не снимется и вещество не начнет расширяться (скорость разлета достигает  $\sim 1000 \dots 4000$  км/с). Последующий выброс вещества происходит в режиме оптически толстого ветра. Во время вспышки выбрасывается вещество с массой до  $\sim 10^{-4} M_{\text{sun}}$  (Приальник, Коветц, 2005).

- Горячая выброшенная оболочка имеет большую оптическую толщину. Излучение идет с ее поверхности, поэтому по мере расширения увеличивается площадь излучающей поверхности и светимость в оптическом диапазоне энергий растет. Из наблюдений следует, что время достижения максимума потока в оптическом диапазоне для большинства классических Новых составляет  $< 3$  дней, но наблюдаются и исключения, например, во время вспышки новой LMC 1991 это время составило  $> 13$  дней (см. Шварц, 1991 и ссылки там же). Амплитуда изменения блеска в оптическом диапазоне энергий для Новых в нашей галактике составляет в среднем  $\sim 10^m$ .
- С некоторого момента внешние слои оболочки начинают просветляться, излучающая поверхность смещается внутрь к более горячим слоям, что приводит к уменьшению оптического потока и одновременному увеличению потока в ультрафиолетовом диапазоне энергий.
- Когда выброшенное вещество становится полностью оптически тонким, система превращается в так называемый сверхмягкий рентгеновский источник. В это время наблюдатель видит продолжающееся термоядерное горение вещества на поверхности белого карлика. Вся поверхность белого карлика создает поток излучения, равный приблизительно эддингтоновскому, что в оптически толстом режиме и при типичных размерах белых карликов  $10^9$  см соответствует температуре излучения абсолютно черного тела примерно  $20 \dots 50$  эВ.
- На более поздних этапах после взрыва разлет оболочки наблюдается в радиодиапазоне.
- Классические и повторные Новые могут также быть источниками стандартного ( $\sim 2 \dots 20$  кэВ) рентгеновского излучения. Оно формируется буквально в первые часы после разлета оболочки еще до появления Новой в оптическом диапазоне. Самой распространенной моделью формирования этого излучения является модель ударных волн: выбрасываемое с большими

скоростями вещество формирует в окружающей среде ударную волну, которая может нагревать вещество до температур  $\sim 40$  кэВ.

Несмотря на схожесть наблюдаемого поведения светимости и спектральной эволюции во время вспышки, Новые имеют огромное разнообразие особенностей, которые на сегодняшний день невозможно объяснить единой моделью даже для отдельно взятой системы. Существует также множество проблем в детальном понимании общей картины взрыва. Например, из наблюдений и одномерных численных расчетов следует, что для получения наблюдаемых больших скоростей выброшенного вещества оболочка должна быть сильно обогащена тяжелыми элементами, такими как C, N, O и т.д. Однако двух- и трехмерные расчеты показывают, что простой диффузии элементов с приповерхностных слоев белого карлика недостаточно для получения наблюдаемого обилия (Керсек и др., 1998, 1999; Гласнер и др., 2005, 2007).

До сих пор остается открытым вопрос о механизме выброса вещества, который принципиально важен для понимания физических процессов, происходящих в горящей оболочке белого карлика. Согласно теоретическим исследованиям существует два механизма: выброс за счет теплового давления в момент снятия вырожденности вещества и за счет выхода ударной волны со дна оболочки на ее поверхность (Спаркс, 1969). В первом случае градиенты скорости в выброшенном веществе очень маленькие, а во втором устанавливается гомологическое расширение с  $v \sim r$ .

Вылетевшая оболочка в начальные моменты разлета оптически толстая, поэтому оптические наблюдения не позволяют установить ее структуру и профили параметров, которые определяются механизмом взрыва. Одним из самых информативных энергетических диапазонов для исследования ускорения разлетающейся оболочки, на наш взгляд, является стандартный рентгеновский диапазон энергий. Однако имеющиеся на сегодняшний день наблюдения Новых в стандартном рентгеновском диапазоне энергий были сделаны лишь на 3–5-й день после достижения звездой оптического максимума, в это время оболочка уже начинает тормозиться. Исключение составляет повторная Новая RS Змееносца, которую удалось пронаблюдать в самом начале взрыва при помощи монитора всего неба BAT на борту обсерватории Swift, но в литературе приводится только кривая блеска в диапазоне энергий 14...25 кэВ (Бодде и др., 2006), более детальный анализ наблюдений, который можно было бы использовать для проверки теоретических моделей, отсутствует.

Таким образом, лишь недавно представилась уникальнейшая возможность проверки моделей разлета оболочки Новой на примере

рентгеновского излучения одного из самых необычных транзиентных источников на рентгеновском небе — ХТЕ J0421+560/С1 Жирафа. Эволюция всплеска рентгеновского излучения ХТЕ J0421+560, длившегося в целом примерно 10 дней, была хорошо покрыта наблюдениями обсерватории RXTE (Ревнивцев и др., 1999), с помощью которых, помимо кривой блеска, удалось восстановить зависимость температуры излучения от времени.

Исследование Новых в рентгеновском диапазоне энергий обладает большим потенциалом, так как на сегодняшний день работает несколько рентгеновских телескопов-мониторов, которые просматривают практически все небо за несколько часов. Один из мониторов — ASM (All Sky Monitor) стоит на борту рентгеновской обсерватории RXTE. Он покрывает 80% неба за 90 мин. Другой монитор BAT работает на борту обсерватории Swift. Хотя основная его задача состоит в регистрации гамма-всплесков, он способен наблюдать вспышки излучения и в рентгеновском диапазоне (выше 15 кэВ).

Исследование Новых очень важно для понимания широкого круга вопросов. Из теории следует, что период повторения вспышек зависит от таких параметров двойной системы как масса белого карлика, его температура (или его возраста, или светимости) и темп звездного ветра оптического компаньона. При прочих равных условиях, чем больше масса карлика и выше темп потери вещества оптическим компаньоном, тем короче отрезок времени между вспышками. Причина такой зависимости кроется в условиях, необходимых для начала термоядерной реакции. Известно, что водород начинает гореть при определенном соотношении температуры и концентрации атомов, т.е. теоретически, зная параметры системы, мы можем предсказать, способна ли данная система производить вспышки Новых, или, наоборот, — измеряя характеристики вспышки, можем определить параметры системы. Например, известно, что повторные Новые наблюдаются только в системах с массивными белыми карликами (с массами, близкими к пределу Чандрасекара) и компаньонами-гигантами (звездами, обладающими сильным звездным ветром). Однако на практике эта модель оказывается чрезвычайно упрощенной и не достаточной для детального понимания каждой отдельной вспышки, обладающей каждой своей особенностью. Например, зачастую разлет вещества в результате взрыва не имеет сферической симметрии, что должно сказываться на временной эволюции блеска системы во время вспышки.

Из теоретических расчетов также следует, что если при каждом взрыве будет сгорать и выбрасываться не все накопившееся во время аккреции вещество, то со временем масса карлика может увеличиться

настолько, что превысит предел Chandrasekara, и давление вырожденных электронов не сможет препятствовать гравитационным силам сжатия. В результате гравитационного коллапса и термоядерного взрыва белого карлика произойдет вспышка Сверхновой Ia типа. Пока не существует точных оценок массы, покидающей белый карлик во время взрыва, и массы вещества, которая накапливается на его поверхности между взрывами, поэтому вопрос остается открытым. В случае его положительного решения мы будем иметь достоверную модель, объясняющую один из механизмов формирования вспышки Сверхновых, теория которых еще далека от завершения.

Другим примером выброса вещества с компактного объекта, при котором формируется рентгеновское излучение, являются струи в галактическом микроквазаре SS433. В отличие от остальных двойных звезд с релятивистскими объектами в системе наблюдается непрерывный сверхкритический режим аккреции, в результате которого формируются сверхкритический аккреционный диск и две симметричные узкие струи газа, выбрасывающие вещество из системы с субрелятивистской скоростью  $\sim 0,26c$ , где  $c$  — скорость света. Струи формируются вблизи компактного объекта, по мере разлета вещество в них охлаждается. В зависимости от расстояния от компактного объекта максимум излучения вещества в струях приходится на рентгеновский диапазон энергий — на расстоянии  $\sim 10^{10} \dots 10^{13}$  см, оптический диапазон — на  $\sim 10^{14} \dots 10^{15}$  см, радиодиапазон — на расстояниях больше  $10^{15}$  см. В рентгеновской области струй (вблизи компактного объекта) излучает оптически тонкая плазма с температурой  $\sim 1 \dots 30$  кэВ, угол раствора струй в этом месте  $\theta \sim 0,61^\circ$ .

Согласно кинематической модели струи и аккреционный диск демонстрируют прецессионное движение с периодом  $\sim 162$  дня (угол отклонения  $\sim 21^\circ$ ) и нутационные колебания с периодом  $\sim 6,8$  дня (угол отклонения  $\sim 2,8^\circ$ ), что сказывается на переменности излучения системы.

Выделяют несколько характерных прецессионных фаз:  $\Psi=0$  соответствует максимальному развороту диска к наблюдателю, в этот момент видна самая внутренняя (самая горячая) область струй;  $\Psi=0,33; 0,66$  соответствует моменту, когда струи и ось диска лежат в картинной плоскости;  $\Psi=0,5$  — максимальному повороту диска в сторону от наблюдателя. На прецессионных фазах  $\Psi=0 \dots 0,33$  основной вклад в рентгеновское излучение дает верхняя струя, на прецессионных фазах  $\Psi=0,33 \dots 0,66$  — нижняя.

Наблюдается также переменность излучения, связанная с орбитальным движением компаньонов (орбитальный период  $\sim 13$  дней, угол наклона системы к лучу зрения  $\sim 78^\circ$ ).

Наличие такого разнообразия переменностей потока, в частности в рентгеновском диапазоне, дает возможность изучать отдельные области струй вблизи компактного объекта и измерять параметры системы. Например, несмотря на длительное изучение системы (уже более 30 лет), отношение масс компаньонов  $q=M_x/M_{opt}$  ( $M_x$  — масса компактного объекта,  $M_{opt}$  — масса оптической звезды) до сих пор достоверно неизвестно и в различных работах варьируется от  $q\sim 0,2$  до  $q\sim 0,6$  (Антохина и др., 1992; Гис и др., 2002), хотя последние исследования кинематики двойной системы свидетельствуют в пользу малого отношения масс  $\sim 0,2\ldots 0,3$  (Хилвиг и др., 2004; Черепашук и др., 2005). Связано это с тем, что широко распространенный метод измерения отношения масс компаньонов, основанный на измерении кривых радиальных скоростей, сталкивается с серьезными трудностями: аккреционный диск намного ярче оптического компаньона, поэтому определить, кому принадлежат какие особенности в наблюдаемом оптическом спектре системы, очень сложно.

### ***Цель работы***

Основной задачей представленной работы является моделирование наблюдаемого рентгеновского излучения компактных объектов в двойных системах, формирующегося в результате выброса с них вещества, с целью получения параметров излучающего вещества, параметров самих двойных систем, а также более глубокого понимания физических процессов, приводящих к формированию этого излучения. В рамках общей задачи было выделено несколько подзадач:

а) построить модель стандартного рентгеновского излучения во время вспышек классических Новых, позволяющую определить параметры взрывов: массу и скорость выброшенного вещества, динамику выброса, а также параметры околозвездной среды;

б) построить профиль температуры вещества в струях системы SS433 и с помощью него определить отношение масс и геометрические размеры компаньонов системы SS433.

### ***Научная новизна***

Все результаты, представленные к защите, являются новыми.

Впервые показано, что рентгеновскую вспышку системы С1 Жирафа 1998 г. можно описать в рамках модели взрыва классической Новой. Такая интерпретация вспышки, во-первых, объясняет необычные свойства рентгеновского излучения системы, которые не характерны для обычных рентгеновских транзиентных систем с нейтронными звездами и

черными дырами, а, во-вторых, впервые дает возможность исследовать начальную фазу взрыва Новой и фазу ускорения выброшенной оболочки при помощи уникальных рентгеновских наблюдений системы С1 Жирафа, начавшихся в первые часы после взрыва и достаточно равномерно и плотно покрывших вспышку. На сегодняшний день эта система является единственным представителем двойной системы с белым карликом и горячей звездой — оптическим компаньоном В класса, в которой наблюдался взрыв классической Новой.

В работе впервые измерена скорость выброшенного вещества буквально в первые часы после начала взрыва Новой, она составила ~2700 км/с, а также получена динамика разлета вещества: первые 1 – 1,5 дня вещество двигалось с этой скоростью под действием внешней силы, которая компенсировала торможение в результате взаимодействия с внешней средой и поддерживала скорость примерно постоянной, потом разлет вещества начал замедляться. Впервые с помощью рентгеновского излучения удалось исследовать структуру оболочки, выброшенной в результате взрыва Новой. В рамках построенной модели было показано, что в выброшенном веществе сильные градиенты скорости должны отсутствовать.

При исследовании системы SS433 впервые удалось зарегистрировать орбитальные рентгеновские затмения на прецессионных фазах  $\Psi=0,33; 0,66$ , когда струи и ось аккреционного диска лежат в картинной плоскости. Впервые также было показано, что размер области, осуществляющей орбитальные рентгеновские затмения, больше размера оптической звезды, который определяется ее радиусом полости Роша, из-за плотного звездного ветра. Несмотря на длительное, вот уже более 30 лет исследование системы, вопрос об отношении масс компаньонов до сих пор до конца не решен. Большой разброс получаемых оценок связан с трудностями интерпретации наблюдений оптического излучения, поскольку его источником является главным образом аккреционный диск. В представленной работе использовался оригинальный способ измерения  $q$  на основе исследования переменности рентгеновского излучения, связанного с затмениями внутренних областей струй оптическим компаньоном и аккреционным диском. Верхний предел на отношение масс компаньонов, полученный данным способом, составляет  $q < 0,3 \dots 0,35$ .

### ***Научная и практическая ценность работы***

Построенная в работе модель рентгеновской вспышки классических Новых была использована для объяснения необычных свойств рентгеновской вспышки системы С1 Жирафа. С помощью сравнения

наблюдаемых и теоретических зависимостей светимости и средней температуры излучения были получены такие важные параметры взрыва классических Новых как скорость, масса и динамика разлета выброшенного вещества. Таким образом, в работе показано, что вспышка системы С1 Жирафа дает уникальную возможность для исследования самого труднонаблюдаемого начального этапа взрывов классических Новых и проверки теоретических моделей термоядерного горения вещества на поверхности белого карлика. Построенная модель также может быть использована для моделирования аналогичных вспышек Новых.

Исследование систематической переменности системы SS433 в стандартном рентгеновском диапазоне позволило установить, что радиус области, осуществляющей рентгеновские орбитальные затмения, отличается от радиуса полости Роша оптического компаньона. Этот факт следует учитывать при оценке радиуса оптической звезды по орбитальным рентгеновским затмениям. Получен верхний предел на отношение масс компаньонов системы с помощью независимого метода по рентгеновской переменности системы, который можно использовать для проверки оценок, получаемых на основе данных оптических наблюдений.

### ***Апробация работы***

Результаты, полученные в диссертации, докладывались на семинарах ИКИ РАН, международных научных конференциях JENAM-2007 (Ереван, Армения, 2007), EUROWD08 (Барселона, Испания, 2008), Всероссийских конференциях «Астрофизика высоких энергий: сегодня и завтра» (Москва, 2007, 2008), международной школе NOVICOSMO 2009, Highlights in Astrophysics (Рабац, Хорватия, 2009), XIII международной конференции молодых ученых «Ломоносов» (Москва, 2006), XIII международной конференции молодых ученых (Киев, Украина, 2006), VI конференции молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (Москва, 2009).

Полный список трудов диссертанта включает 5 работ в реферируемых журналах и 3 — в трудах конференций, из них 4 — по теме диссертации.

### ***Структура диссертации***

Диссертация состоит из введения, двух частей по 6 и 4 главы, заключения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации —

119 страниц, в том числе 40 рисунков и 1 таблица. Список литературы содержит 106 ссылок.

### **Содержание работы**

Во **Введении** дается описание проблем, затронутых в диссертации, ставятся цели и обосновывается актуальность данной работы.

**Первая часть** диссертации посвящена исследованию стандартного рентгеновского излучения, формирующегося в первые часы после вспышки классической Новой.

В *первой главе* на основе наблюдений системы в широком диапазоне энергий приводятся аргументы, позволяющие предположить, что вспышка системы С1 Жирафа 1998 г. может быть интерпретирована как классическая Новая. Во-первых, источником яркого (поток  $\sim 2$  Краба в диапазоне энергий 3...20 кэВ) рентгеновского излучения является оптически тонкая тепловая плазма (Орр и др., 1998, Ревнивцев и др., 1999). В обычных транзиентных источниках с нейтронными звездами и черными дырами оптически тонкая плазма не наблюдается. Во-вторых, обсерваторией ASCA был зарегистрирован переход системы в сверхмягкое состояние на четвертый день после начала взрыва (Ишида и др., 2004) — такое поведение очень типично для Новых. В-третьих, наблюдения системы через несколько десятков дней после взрыва в радиодиапазоне обнаружили разлетающуюся оболочку (Миодузовски, Рупен, 2004). В случае обычных ярких транзиентов с нейтронной звездой или черной дырой выброс оболочки был бы невозможен из-за сильного гравитационного притяжения компактного объекта.

Во *второй главе* приведено описание кода, который использовался для численного моделирования. При расчетах было сделано несколько допущений: сферическая симметрия задачи, пренебрежение гравитационным полем обеих звезд; считалось, что основным механизмом радиационных потерь вещества, нагреваемого ударной волной, является тормозное излучение плазмы. Скорость потерь энергии плазмы за счет излучения рассчитывалась по модели АРЕС (<http://hea-www.harvard.edu/AREC/REF>), в предположении, что ионизационное равновесие в разогретом веществе устанавливается мгновенно (сделанные оценки показывают, что такое предположение разумно).

В *третьей главе* представлены оценки параметров звездного ветра оптического компаньона (В[e]-звезда, предположительно гигант типа В4 III-V, Барсукова и др., 2006), который и формирует межзвездную среду, необходимую для генерации стандартного рентгеновского излучения. Для начала с помощью известных эфемерид системы было определено положение белого карлика относительно оптического

компаньона в момент взрыва (рис. 1). Как видно на рисунке, звездный ветер относительно белого карлика распределен несимметрично, поэтому мы построили усредненный профиль плотности звездного ветра относительно белого карлика в предположении сферической симметрии. В первом приближении его можно описать постоянной плотностью вблизи белого карлика, переходящей на некотором расстоянии  $r_c$  в профиль звездного ветра с зависимостью  $\rho \sim r^{-2}$ .

Разлет оболочки приводит к тому, что по веществу звездного ветра «бежит» внешняя ударная волна, а по оболочке внутрь, в зависимости от скорости оболочки для заданного отношения начальных давлений, распространяется либо ударная волна, либо сначала формируется волна разрежения, которая по мере разлета оболочки и падения давления в ней переходит в ударную волну. Схема ударных волн, которые возникают при взаимодействии выброшенного вещества с окружающей средой, показана на рис. 2.

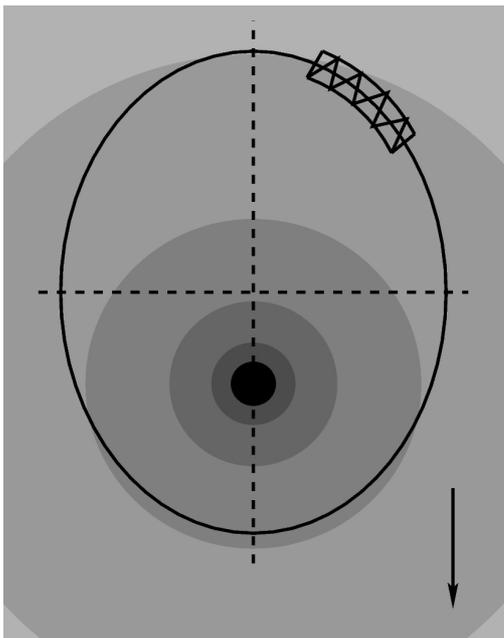


Рис. 1. Положение звезд во время вспышки: отмеченная зигзагом область соответствует возможному положению белого карлика, черным кругом обозначен оптический компаньон. Серыми кольцами показаны области с плотным звездным ветром, на внешней границе каждого кольца плотность ветра в 2 раза меньше, чем значение на внутренней границе. Стрелкой показано направление на наблюдателя.

Четвертая глава посвящена исследованию начальной стадии разлета оболочки. Сделаны оценки скорости выброшенного вещества в предположении, что средняя температура излучения несильно отличается от температуры вещества на ударной волне. Из теории известно, что температура вещества на ударной волне определяется ее скоростью как  $kT = 2(\gamma - 1)/(\gamma + 1)^2 \cdot \mu \cdot m_p \cdot D^2$ , где  $\gamma = 5/3$  — показатель адиабаты,  $\mu = 0,61$  — средний молекулярный вес газа,  $m_p$  — масса протона. Для наблюдаемого значения  $kT \sim 10$  кэВ получаем скорость ударной волны  $D \sim 2900$  км/с и скорость оболочки  $U \sim D/1,1 \sim 2700$  км/с.

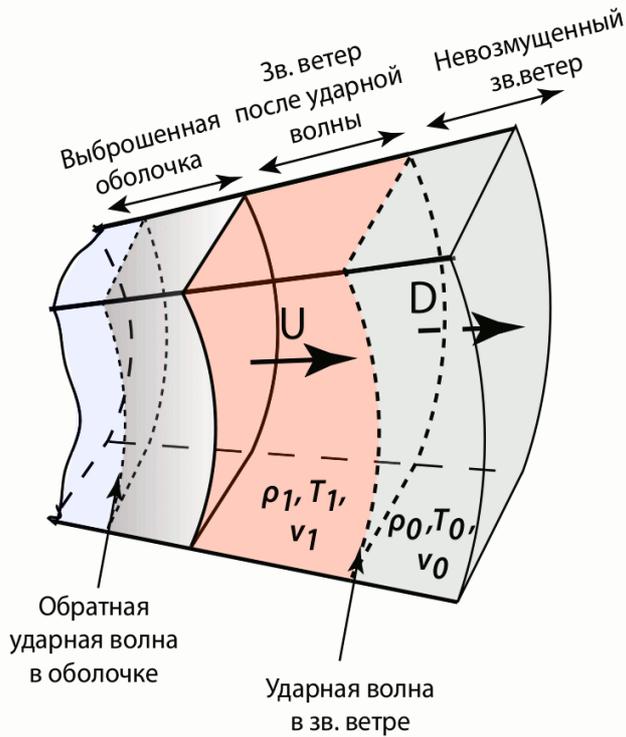


Рис. 2. Схема ударных волн, формируемых при разлете оболочки.  $U$  — скорость движения контактного разрыва или оболочки,  $D$  — скорость движения прямой ударной волны,  $\rho$  — плотность,  $T$  — температура,  $v$  — скорость вещества. Индексом "0" обозначены величины в невозмущенном звездном ветре, индексом "1" — после прохождения ударной волны.

Получены значения плотности звездного ветра вблизи белого карлика  $n_0(r < r_c) \sim 8.6 \cdot 10^9 d_{2\text{кпк}} U_{2700}^{-3/2} \text{ см}^{-3}$ , где  $d_{2\text{кпк}}$  — расстояние до системы,  $d_{2\text{кпк}} = d/2\text{кпк}$ ,  $U_{2700} = U/2700 \text{ км/с}$ , и расстояния  $r_c = D t_{\text{peak}} \sim 1.9 \cdot 10^{13} (t_{\text{peak}} / 0.75 \text{ дня}) D_{3000} \text{ см}$ , где  $D_{3000} = D/3000 \text{ км/с}$ ,  $t_{\text{peak}}$  — время достижения максимума потока.

В пятой главе представлены результаты исследования поздних этапов разлета вещества. Получены оценки массы выброшенного вещества  $m_{\text{ej}} \sim 10^{-7} \dots 10^{-6} M_{\text{sun}}$ . Сравнение результатов численных расчетов и наблюдений позволило прийти к выводу, что первые 1-1,5 дня после взрыва оболочка должна была двигаться под действием внешней силы, которая компенсировала ее торможение вследствие взаимодействия с внешней средой и поддерживала скорость разлета примерно постоянной. Неопределенности в оценке плотности звездного ветра вблизи белого карлика и во времени движения оболочки под действием внешней силы привели к тому, что несколько моделей с разными массами оболочки одинаково хорошо описывают наблюдаемую зависимость средней температуры от времени (рис. 3, слева). В качестве начальных условий в расчетах задавалась плотность звездного ветра вблизи белого карлика  $n_0$ , масса выброшенной оболочки  $m_{\text{ej}}$  и время толкания оболочки  $\Delta t$ :

модель 1 —  $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $m_{\text{ej}} = 2.85 \cdot 10^{-7} M_{\text{sun}}$ ,  $\Delta t = 1.5 \text{ дня}$ ;

модель 2 —  $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $m_{\text{ej}} = 10^{-6} M_{\text{sun}}$ ,  $\Delta t = 1 \text{ день}$ ;

модель 3 —  $n_0=8,6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $m_{ej}=10^{-6} M_{\text{sun}}$ ,  $\Delta t=1,5$  дня.

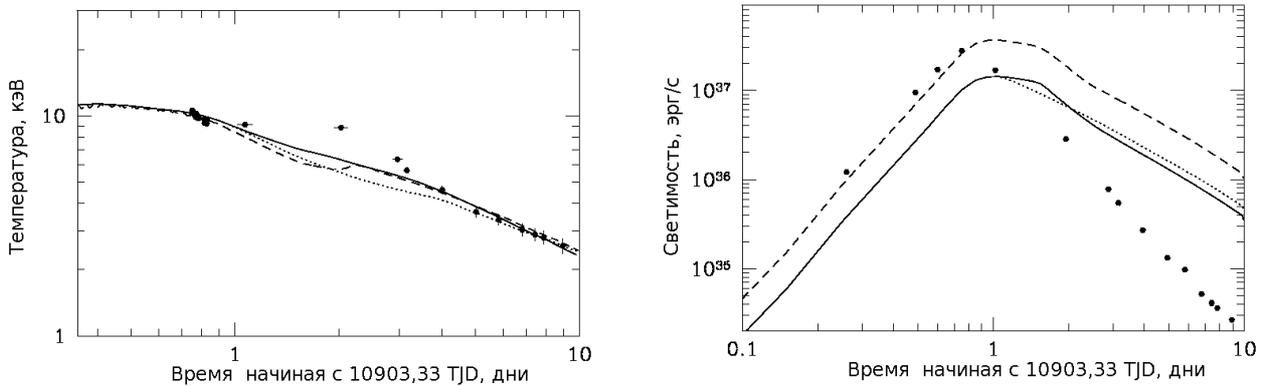


Рис. 3. График зависимости средней температуры (слева) и светимости (справа) от времени для моделей с различными начальными условиями: сплошная линия — модель 1, пунктирная линия — модель 2, штриховая линия — модель 3. Описание моделей приведено в тексте. Точками показаны наблюдательные данные.

Зависимости светимости для моделей 1, 2, 3 показаны на рис. 3 справа. Расхождение светимости в фазе роста не принципиально, так как имеется неопределенность в оценке плотности звездного ветра вблизи белого карлика из-за неопределенности в расстоянии до системы. Расхождение в фазе спада скорее всего связано с особенностями реального распределения плотности звездного ветра, которые на данный момент не известны и их невозможно учесть в сферически-симметричном расчете. Например, можно ожидать, что распределение плотности звездного ветра вокруг В[e]-звезды несферически-симметрично и более похоже на диск. В таком случае разогретое вещество дисковой составляющей звездного ветра будет давать основной вклад в наблюдаемое рентгеновское излучение, и, если диск имеет постоянную толщину, тогда спад светимости будет происходить быстрее.

В *шестой главе* показано, что вещество оболочки, нагреваемое обратной ударной волной, не давало значительного вклада в наблюдаемое во время вспышки рентгеновское излучение системы С1 Жирафа. Для этого было исследовано влияние температуры, профилей плотности и скорости в выброшенном веществе на наблюдаемую среднюю температуру излучения.

В рамках построенной модели было показано, что при гомологическом расширении выброшенного вещества ( $v \sim r$ ) средняя температура излучения падает намного быстрее, чем следует из наблюдений (рис. 4). При отсутствии градиентов скорости в выброшенной оболочке температура вещества за обратной ударной волной на 0,5-0,7-й день после начала разлета вещества не превышает

значения 0,1 кэВ (значение температуры, при которой в модели включается радиационное охлаждение).

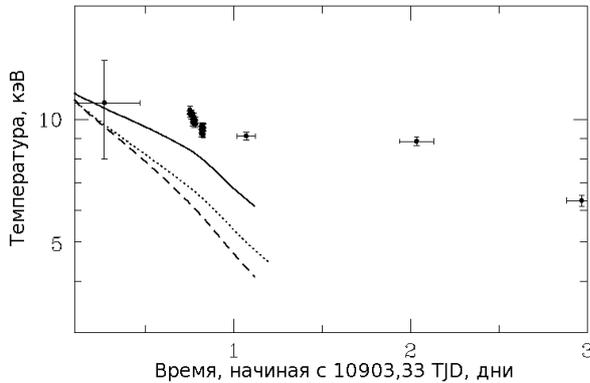


Рис. 4. Зависимость средней температуры вещества за прямой ударной волной от времени при гомологическом расширении вещества в оболочке. Сплошная линия — масса вещества в оболочке, имеющего скорость разлета больше 2000 км/с,  $2 \cdot 10^{-5} M_{\text{sun}}$ , показатель степени в распределении плотности выброшенного вещества  $\rho=3$ , штриховая —  $10^{-6} M_{\text{sun}}$ ,  $\rho=3$ , пунктирная линия —  $2 \cdot 10^{-5} M_{\text{sun}}$ ,  $\rho=15$ .

**Вторая часть** диссертации посвящена определению параметров системы SS433 с помощью исследования систематической переменности ее рентгеновского излучения.

В *первой главе* описываются наблюдаемые особенности излучения системы SS433 в стандартном рентгеновском диапазоне.

Во *второй главе* была исследована разница между спектрами в разные прецессионные и орбитальные фазы. Показано, что звездный ветер вблизи оптического компаньона настолько плотный, что может ощутимо увеличивать размер затмевающей области по сравнению с радиусом оптической звезды. Появление сильного поглощения вблизи оптической звезды во время орбитального затмения на прецессионной фазе  $\psi \sim 0$  (когда диск максимально раскрыт к наблюдателю) продемонстрировано на рис. 5. В модели наилучшей аппроксимации значение колонки фотопоглощения на луче зрения равно  $N_{\text{H}} = (1,25 \pm 0,15) \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$ , что существенно больше, чем значение стандартного межзвездного поглощения в направлении на систему  $N_{\text{H}} = 10^{22} \text{ см}^{-2}$ .

В *третьей главе* на основе модели адиабатического охлаждения плазмы, движущейся в коническом потоке с постоянным углом раствора, построен профиль температуры в струях:  $T/T_0 = (1 + \theta(l-l_0)/r_0)^{-4/3}$ , где  $T_0$  и  $r_0$  — температура вещества и радиус струи на расстоянии  $l_0$  от компактного объекта,  $\theta = 0,61^\circ$  — угол раствора струи. Параметры модели были определены при помощи аппроксимации наблюдаемой зависимости максимальной видимой температуры струй от прецессионной фазы:  $l_0/a = 0,06 \dots 0,09$  (зависит от значения  $q$ ),  $T_0 = 30 \pm 2$  кэВ,  $r_0/a = (1 \dots 1,6) \cdot 10^{-2}$ , где  $a \sim 4 \cdot 10^{12}$  см — расстояние между

компаньонами (рис. 6). Параметры приведены в системе отсчета струй, модель и наблюдения приведены в системе отсчета наблюдателя.

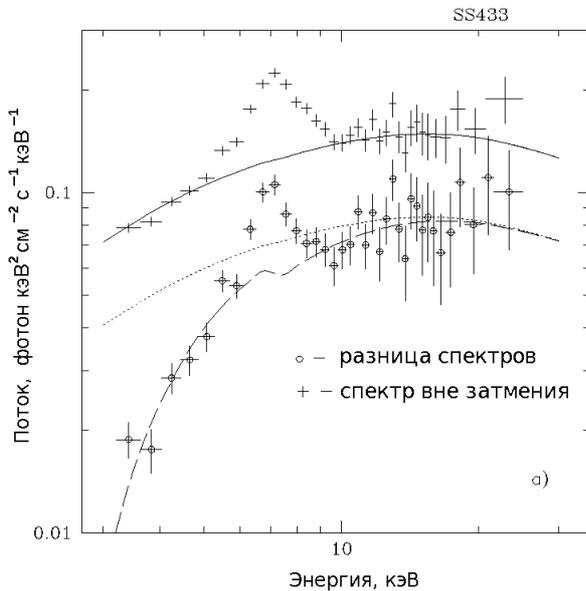


Рис. 5. Рентгеновский спектр системы SS 433 вне орбитального затмения (орбитальная фаза  $\varphi=0,114$ , крестики, сплошная линия — модель наилучшей аппроксимации) и спектр внутренней области струй, полученный с помощью вычитания спектра, измеренного во время орбитального затмения ( $\varphi=0,021$ ), из спектра, измеренного на орбитальной фазе  $\varphi=0,114$  (крестики). Штриховой линией показаны модели наилучшей аппроксимации разностей спектров со значением колонки фотопоглощения на луче зрения  $N_H=1,25 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$ , пунктирной — со стандартным значением  $N_H=10^{22} \text{ см}^{-2}$ .

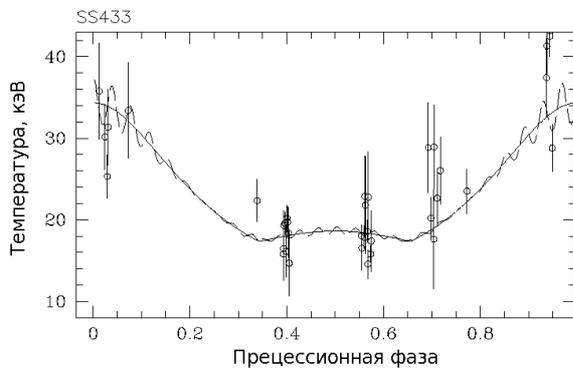


Рис. 6. Зависимость максимальной температуры излучающей плазмы от прецессионной фазы. Сплошной кривой показана модель адиабатического охлаждения плазмы, движущейся в коническом потоке с постоянным углом раствора. Штриховой линией представлена та же самая модель с учетом нутационного движения геометрически толстого аккреционного диска.

В четвертой главе впервые показано, что на прецессионных фазах  $\psi=0,33; 0,66$  (когда струи и ось диска лежат в картинной плоскости) наблюдаются орбитальные рентгеновские затмения. На рис. 7, слева приведена зависимость максимальной видимой температуры вещества в струях от орбитальной фазы (на прецессионную фазу при построении этого графика были наложены ограничения  $|\psi-0,33| < 0,07$  и  $|\psi-0,66| < 0,07$ ). Наблюдаемое отношение температур вне и во время орбитального затмения равно  $\sim 1,9 \pm 0,2$ . С помощью построенной модели профиля температуры вещества в струях были получены теоретические зависимости этого отношения температур от отношения масс компаньонов для случаев, когда размер оптической звезды равен радиусу полости Роша и когда превышает его на 10 и 20% (рис. 7,

справа). Сравнение наблюдаемого отношения температур и результатов численных расчетов позволило получить верхний предел на отношение масс компаньонов:  $q < 0,3 \dots 0,35$  (в предположении, что размер затмевающей области не превышает 20% от радиуса полости Роша оптического компаньона).

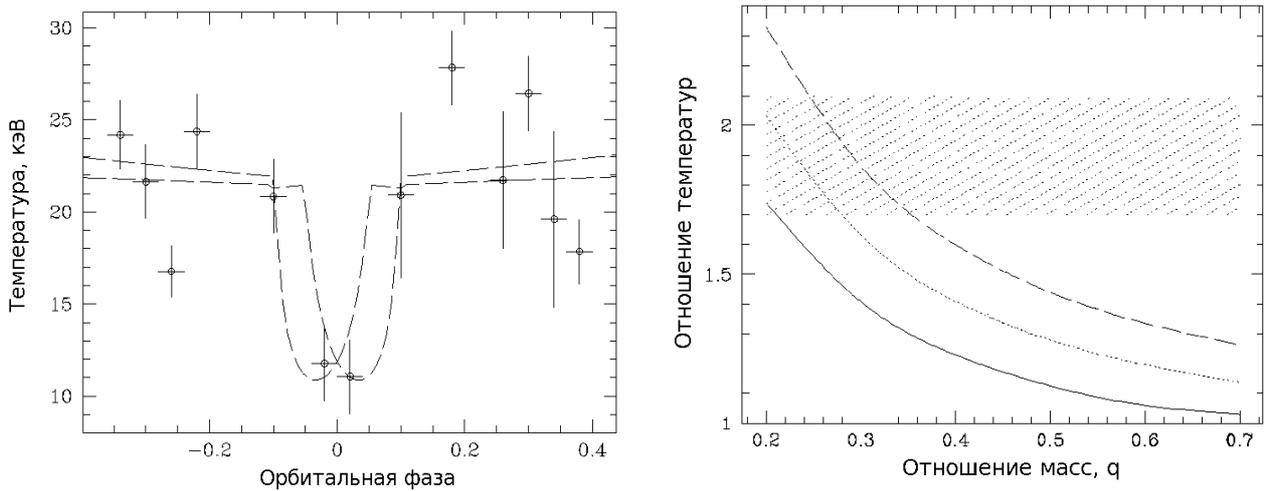


Рис. 7. Слева: орбитальные рентгеновские затмения в системе SS433, наблюдаемые во время прецессионных фаз  $\psi=0,33; 0,66$ . Штриховыми линиями показаны модельные зависимости.

Справа: модельное отношение максимальной температуры плазмы в струях вне и во время орбитального затмения на прецессионных фазах  $\psi=0,33; 0,66$  в зависимости от отношения масс компонентов  $q$ ; сплошной линией показана зависимость для случая, когда размер звезды в точности равен размеру полости Роша  $R=R_{\text{Roche}}$ , пунктирными и штриховыми линиями — размер затмевающей области на 10 и 20% больше размера полости Роша соответственно; заштрихованный прямоугольник соответствует наблюдаемому диапазону отношений температур.

В **Заключении** перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

## Основные результаты, выносимые на защиту

1. В работе построена сферически-симметричная модель взаимодействия вещества, выбрасываемого во время вспышки классической Новой, с плотным звездным ветром оптического компонента, с помощью которой была описана яркая (поток в максимуме составил  $\sim 2$  Краба в диапазоне энергий 3...20 кэВ) рентгеновская вспышка в двойной системе С1 Жирафа 1998 года. Было показано, что средняя температура излучения вещества звездного ветра, прошедшего через ударную волну, отличается от температуры вещества непосредственно за фронтом ударной волны, поэтому для более точного определения параметров разлета оболочки классической Новой необходимы численные расчеты.

2. В рамках модели получены ограничения на параметры взрыва в системе С1 Жирафа: выброшенное вещество уже на 0,1-0,5-й день разлета имело скорость  $\sim 2700$  км/с и двигалось под действием внешней силы, например силы радиационного давления с поверхности белого карлика, с постоянной скоростью в течение первых  $\sim 1-1,5$  дней, после этого движение оболочки начинало замедляться. На основе зависимости средней температуры оболочки от времени на поздних этапах разлета были получены оценки ее массы  $m_{ej} \sim 10^{-7} \dots 10^{-6} M_{\text{sun}}$ .

3. В рамках построенной модели было также показано, что вылетевшая во время взрыва в системе С1 Жирафа оболочка не имеет сильных градиентов скорости; в первые 0,7 дня после начала взрыва обратная ударная волна не способна нагреть вещество до температур выше  $\sim 0,1$  кэВ, и следовательно, вклад вещества, нагретого обратной ударной волной, в наблюдаемое в диапазоне энергий 3...20 кэВ рентгеновское излучение мал.

4. С помощью большого массива наблюдений, полученного обсерваторией RXTE, проведены исследования систематической переменности рентгеновского излучения системы SS433, связанной с прецессионным и орбитальным движением компонентов этой двойной системы. Построена модель профиля температуры плазмы в струях (узких конических выбросах вещества, разлетающихся с субрелятивистскими скоростями порядка 0,26с, где с — скорость света).

5. Показано, что плотный звездный ветер оптического компаньона в системе SS433 может существенно увеличивать размер области, осуществляющей рентгеновские орбитальные затмения, по сравнению с радиусом полости Роша оптического компаньона.

6. Впервые удалось зарегистрировать орбитальные рентгеновские затмения на прецессионных фазах  $\psi = 0,33; 0,66$ , когда струи и ось аккреционного диска лежат в картинной плоскости. Наблюдаемая

глубина затмений и введенные ограничения на размер аккреционного диска позволяют получить ограничение на размер затмевающей области  $R/a > 0,5$ , что в свою очередь дает ограничение на отношение масс компаньонов в системе SS433  $q < 0,3 \dots 0,35$ , в предположении, что радиус затмевающей области (звезда плюс ветер) не может превышать радиус полости Роша оптического компаньона больше чем на 20%.

## Список публикаций по теме диссертации

1. Filippova E., Revnivitsev M., Fabrika S., Postnov K., Seifina E. Diagnostics of SS 433 with the RXTE // *Astronomy and Astrophysics*. 2006. V. 460. P. 125.
2. Филиппова Е.В., Ревнивцев М.Г., Лутовинов А.А. Диагностика ранней стадии взрыва классической Новой при помощи ее рентгеновского излучения: модель рентгеновской вспышки С1 Жирафа 1998 г. // *Письма в Астрономический журнал*. 2008. Т. 34. С. 883.
3. Filippova E., Revnivitsev M., Lutovinov A. Diagnostics of very early stages of the classical nova explosion by the modeling of its X-ray emission // *Journal of Physics Conference Proceedings*. 2009. N. 012045.
4. Филиппова Е.В., Ревнивцев М.Г., Лутовинов А.А. Влияние обратной ударной волны на параметры наблюдаемого рентгеновского излучения во время вспышки системы С1 Жирафа 1998 г. // *Письма в Астрономический журнал*. 2009. Т. 35. С. 764.

## Литература

- Антохина и др.** (Antokhina E., Seifina E., Cherepashchuk A.) // Soviet Astronomy. 1992. V. 36. P. 143.
- Барсукова и др.** (Barsukova E., Borisov N., Burenkov V. et al.) // Astron. Rep. 2006. V. 50. P. 664.
- Бодэ и др.** (Bode M., O'Brien T., Osborne J. et al.) // Astrophysical Journal. 2006. V. 652. P. 629.
- Гис и др.** (Gies D., Huang W., McSwain M.) // Astrophysical Journal. 2002. V. 578. P. 67.
- Гласнер и др.** (Glasner S., Livne E., Truran J.) // Astrophysical Journal. 2005. V. 625. P. 347.
- Гласнер и др.** (Glasner S., Livne E., Truran J.) // Astrophysical Journal. 2007. V. 665. P. 1321.
- Ишида и др.** (Ishida M., Morio K., Ueda Y.) // Astrophysical Journal. 2004. V. 601. P. 1088.
- Керсек и др.** (Kercek A., Hillebrandt W., Truran J.) // Astronomy & Astrophysics. 1998. V. 337. P. 379.
- Керсек и др.** (Kercek A., Hillebrandt W., Truran J.) // Astronomy & Astrophysics. 1999. V. 345. P. 831.
- Миодузевски, Рупен** (Mioduzewski A., Rupen M.) // Astrophysical Journal. 2004. V. 615. P. 432.
- Орр и др.** (Orr A., Parmar A., Orlandini M. et al.) // Astronomy & Astrophysics. 1998. V. 340. P. 19.
- Приальник, Коветц** (Prialnik D., Kovetz A.) // AIP Conf. Proc. 2005. V. 797. P. 319.
- Ревнивцев и др.** (Revnitsev M., Emelyanov A., Borozdin K.) // Astronomical Letters. 1999. V. 25. P. 294.
- Спаркс** (Sparks W.) // Astrophysical Journal. 1969. V. 156. P. 569.
- Хилвиг и др.** (Hillwig T., Gies D., Huang W. et al.) // Astrophysical Journal. 2004. V. 615. P. 422.
- Черепашчук и др.** (Cherepashchuk A., Sunyaev R., Fabrika S. et al.) // Astronomy and Astrophysics. 2005. V. 437. P. 561.
- Шафтер** (Shafter A.) // AIP Conf. Proc. 2002. V. 637. P. 462.
- Шварц и др.** (Schwarz G., Shore S., S. Starrfield, et al.) // Mon. Not. Royal Astron. Soc. 2001. V. 320. P. 103.

055/02/2

Ротап rint ИКИ РАН

Москва, 117997, Профсоюзная, 84/32

Подписано к печати

16.11.2009

Заказ 2191

Формат 70x 108/32

Тираж 100

0,9 уч.-изд.л.