

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Филиппова Екатерина Владимировна

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

01.03.02 Астрофизика и радиоастрономия

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:
к.ф.-м.н. Лутовинов А.А.
д.ф.-м.н. Ревнивцев М.Г.

Москва
2009

Хочу сказать огромное спасибо своим научным руководителям Ревнивцеву Михаилу Геннадьевичу и Лутовину Александру Анатольевичу. Эта диссертация не смогла бы появиться на свет без их зажигательных идей, помощи и поддержки.

Диссертационная работа была выполнена в Отделе Астрофизики Высоких Энергий Института Космических Исследований РАН, коллективу которого автор благодарен за дружелюбную атмосферу и помощь в работе.

Оглавление

Введение	7
I Рентгеновское излучение во время вспышек классических Новых	19
1 Почему вспышка системы СИ Жирафа (СИ Cam) 1998 г. это классическая Новая?	21
2 Метод численных расчетов	27
2.1 Расчетная схема	27
2.2 Радиационное охлаждение и тепловая неустойчивость	27
2.3 Расчет средней температуры рентгеновского излучения	31
2.4 Начальные условия	31
3 Звездный ветер оптического компаньона в системе СИ Жирафа	35
3.1 Положение компаньонов в системе СИ Жирафа в момент вспышки	35
3.2 Оценка фотопоглощения в звездном ветре оптического компаньона	37
3.3 Оценка распределения плотности звездного ветра относительно белого карлика	38
3.4 Схема ударных волн во время вспышки	40
4 Начальный период разлета вещества	43

ОГЛАВЛЕНИЕ

4.1	Влияние неоднородностей в профиле плотности звездного ветра на среднюю температуру и светимость излучающего вещества	44
4.2	Движение ударной волны по области с однородной плотностью звездного ветра	48
4.3	Движение ударной волны по области с профилем плотности звездного ветра $\sim r^{-2}$	49
4.4	Влияние радиационного охлаждения на соотношение средней температуры и температуры на ударной волне	50
4.5	Фаза роста кривой блеска	51
5	Движение выброшенного вещества на поздних этапах разлета	55
5.1	Движение ударной волны по области со спадающей плотностью	55
5.2	Движение ударной волны в режиме Седова	56
5.3	Оценка массы вылетевшей оболочки	59
5.4	Модели наилучшей аппроксимации наблюдаемой зависимости температуры излучения от времени	61
5.5	Движение оболочки с ускорением	64
5.6	Светимость системы СI Жирафа во время вспышки	66
6	Влияние обратной ударной волны на параметры рентгеновского излучения во время вспышки СI Жирафа	69
6.1	Начальные условия	71
6.2	Влияние температуры вещества в оболочке на рассчитываемые параметры	71
6.3	Переход обратной волны разряджения в обратную ударную волну	72
6.4	Гомологическое расширение оболочки $v \sim r$	74
6.5	Расширение оболочки с постоянной скоростью вещества в ней	76
6.6	Радиационное охлаждение вещества за обратной ударной волной	78
	Выводы части I	81

II Томография системы SS433 по данным обсерватории RXTE	83
7 Стандартное рентгеновское излучение системы SS433	85
7.1 Наблюдения и анализ данных	86
8 Переменность рентгеновского излучения системы SS433 на масштабах прецессионного и орбитального периодов	89
8.1 Оценка фотопоглощения в звездном ветре оптического компаньона	92
9 Модель профиля температуры вещества в струях	97
9.1 Структура и геометрия струй	97
9.2 Определение параметров модели	98
10 Оценка отношения масс компаньонов	103
10.1 Орбитальные затмения на прецессионных фазах $\psi \sim 0.33, 0.66$	104
10.2 Орбитальные затмения на прецессионной фазе $\psi \sim 0$	106
Выводы части II	109
Заключение	111
Литература	113

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение

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 (RS Oph), классические Новая Геркулеса (Nova Herculis 1991) и Новая Парусов (V382 Vel), галактический микроквар SS433. В отличие от оптически толстого режима, это излучение потенциально несет в себе информацию обо всем излучающем объеме, а не только об его поверхности. Детальную информацию о физических процессах в излучающем объеме можно получить либо сравнивая результаты численного моделирования с параметрами интегрального излучения всего объема, либо проводя томографические исследования излучающего объема с помощью наблюдений. Последний способ подходит только для исследования стационарных систем, для выбросов взрывного типа используются численные расчеты.

Новые

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. Вспышки одной и той же звезды происходят периодически. 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.

В книге Бодэ "Классические Новые" сделан обзор по истории исследования этого явления. Здесь мы приведем его краткое изложение. Первые систематические наблюдения неба с целью поиска новых объектов

в астрологических целях проводились придворными китайскими астрономами еще в 200 г. до н.э. Во времена зарождения христианства этот обычай дошел до Кореи, а в 6 веке распространился до Японии. Каталог новых объектов, обнаруженных в период с 14 века до н.э. до 1604 года насчитывает 91 источник, среди них помимо Новых звезд встречаются Сверхновые, кометы и метеориты. Термин “Новая звезда” впервые был обнаружен в работе “Естественная история” (77 г.) древнеримского историка Плиния Старшего, хотя вполне возможно, что он был использован для описания кометы или метеора.

Примерно в 1852 году с открытием новой $T\text{ Aur}$ начались систематически наблюдения неба с помощью фотографирования, инициатором которых стала обсерватория Гарвардского университета. Позже эту идею подхватили обсерватории Германии, России и других стран. В 1950 году Гарвардский университет остановил свою программу. Начиная с 70-ых годов увеличивается ежегодный процент Новых, открытых астрономами-любителями. Фотографирование неба становится широко распространенной практикой, а позже становятся общедоступными и наблюдения с помощью ПЗС-матриц. С 80-ых годов открытие Новых практически полностью ложиться на плечи астрономов-любителей.

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, полярных) можно найти на странице Центрального бюро астрономических телеграмм: <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.

В качестве основных вех в формирование современной теории взрыва Новых можно выделить несколько теоретических и наблюдательных работ. В 1954 году было обнаружено, что известная Новая DQ Геркулеса входит в состав тесной двойной системы с орбитальным периодом в несколько часов (Волкер и др., 1954). В работах Крафта (1963, 1964) были выдвинуты гипотезы о том, что все Новые являются двойными системами, и предложена модель, согласно которой к вспышке Новой приводит термоядерный взрыв на поверхности белого карлика вещества, перетекающего с оптического компаньона, заполняющего свою полость Роша.

В работе Джияноне, Вайгерт (1967) с помощью численных расчетов была впервые продемонстрирована возможность взрывного термоядерного горения в оболочке на поверхности белого карлика. Динамическая модель взрыва была впервые построена в работе Спаркса (1969) и активно развивалась в работах Старфилда и др. (1976а) и ссылки там же.

На рис. 1 показано художественное изображение системы, в которой могут наблюдаться вспышки Новой.

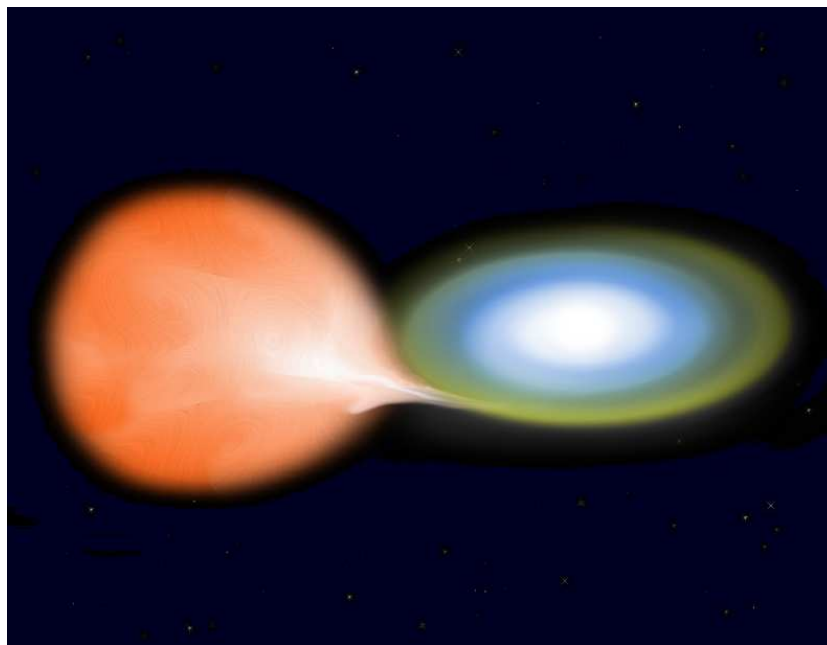


Рис. 1: Художественное изображение двойной системы, в которой могут наблюдаться вспышки Новой. Вещество перетекает с оптической звезды, заполняющей свою полость Роша, и формирует аккреционный диск вокруг белого карлика.

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 $\sim 1000 - 4000$ км/с). Последующий выброс вещества происходит в режиме оптически толстого ветра. Во время вспышки выбрасывается вещество с массой до $\sim 10^{-4} M_{\odot}$ Приальник, Коветц (2005).

- Горячая выброшенная оболочка имеет большую оптическую толщину. Излучение (главным образом в оптическом диапазоне) идет с ее поверхности, поэтому по мере расширения увеличивается площадь излучающей поверхности и светимость растет. Из наблюдений следует, что время достижения максимума потока в оптическом диапазоне для большинства классических Новых < 3 дней, но наблюдаются и исключения, например, во время вспышки новой LMC 1991 это время было > 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 $\sim 20 - 50$ эВ.
- На более поздних этапах после взрыва разлет оболочки наблюдается в радиодиапазоне.

- Классические и повторные Новые могут также быть источниками стандартного ($\sim 2-20$ 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 ~ 40 кэВ.

Во время вспышек Новых от систем регистрируется также рентгеновское излучение, имеющее нетепловую природу. Например, спектр излучения системы V2491 Лебедя (V2491 Cyg) во время вспышки регистрируется вплоть до 70 кэВ и описывается степенным законом (Таки и др., 2009), что свидетельствует в пользу присутствия ускоренных электронов, имеющих нетепловое энергетическое распределение. О присутствие нетепловых частиц во время вспышки системы RS Oph свидетельствует синхротронное излучение, обнаруженное с помощью радионаблюдений (Рупен и др., 2008). В работе Татищева, Хернанз (2007) показано, что в системе RS Oph возможно присутствовало ускорение частиц на ударной волне, поскольку волна замедлилась быстрее, чем предсказывается в стандартной модели адиабатического разлета.

В самом начале взрыва (еще за долго до появления оптического излучения от системы) Новые могут быть так же источниками гамма-излучения. Ожидается излучение в линиях на 478 и 1275 кэВ от радиоактивных изотопов ${}^7\text{Be}$ и ${}^{22}\text{Na}$, а также излучение в непрерывном спектре и линии 511 кэВ в результате аннигиляции электронов и позитронов. Позитроны появляются из-за β -распада радиоактивных изотопов ${}^{13}\text{N}$ и ${}^{18}\text{F}$ (Хернанз, Жозе, 2005). Но зарегистрировать это излучение достаточно трудно, потому что чаще всего Новые обнаруживают, когда поток в оптическом диапазоне энергий от них уже падает.

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 необходимого обилия (Керсек и др., 1998, 1999, Гласнер и др., 2005, 2007).

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

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.

Существует две модели формирования этого излучения. В модели “внешней” ударной волны плотная оболочка, поднявшаяся в результате взрыва с поверхности белого карлика и разогнанная до скоростей $U \sim 1000 - 4000$ км/сек, создает мощную ударную волну в веществе звездного ветра звезды-компаньона. Разогретое в такой ударной волне вещество ветра является источником рентгеновского излучения вплоть до энергий 5-80 кэВ ($h\nu \sim m_p U^2/2$). Например, считается, что описанный механизм ответственен за возникновение стандартного и жесткого рентгеновского излучения повторной Новой RS Oph (см., например, Боде, Кан, 1985; О’Брайн и др., 1992; Соколоски и др., 2006).

Очевидно, что модель “внешней” ударной волны естественным образом завязана на существование плотной среды вблизи двойной системы, иначе меры эмиссии плазмы, нагретой в ударной волне ($EM \sim \int n^2 dV$), не хватит для того, чтобы обеспечить необходимую (наблюдаемую) рентгеновскую светимость.

Однако в большинстве случаев звезды-компаньоны в системах классических Новых являются непроэволюционировавшими звездами главной последовательности (Бат, Шавив, 1978), чей слабый звездный ветер не способен создать плотную среду вблизи двойной системы, необходи-

мую для модели “внешней” ударной волны.

В модели “внутренней” ударной волны вылетающая оболочка имеет градиент скоростей, в результате которого более быстрые внутренние слои догоняют более медленные внешние, формируя ударную волну внутри расширяющейся оболочки (Ллойд и др., 1992; О’Брайн и др., 1994; Мукаи, Ишида, 2001). Модель “внутренней” ударной волны успешно применялась к таким системам как Новая 1991 года в созвездии Геркулеса (Ллойд и др., 1992), Новая 1999 г. в созвездии Парусов (Мукаи, Ишида, 2001).

Модели “внутренней” и “внешней” ударных волн не являются взаимоисключающими, а при определенных условиях могут давать сравнимые вклады в полное рентгеновское излучение Новой. Важнейшим фактором здесь является закон ускорения выбрасываемой оболочки (здесь мы рассуждаем лишь о начальной фазе эволюции Новой) и плотность вещества звездного ветра звезды-компаньона. Возможно, что не все вещество оболочки мгновенно ускоряется до скоростей, измеряемых в более поздние фазы расширения оболочки по параметрам эмиссионных линий в оптическом и инфракрасном диапазонах (см., например, Хайнс и др., 2002; Дас и др., 2006), поэтому внутренние слои оболочки могут иметь более высокие скорости оттока и, следовательно, вне зависимости от эффективности модели “внешней” ударной волны внутри вылетающей оболочки может сформироваться внутренняя ударная волна, существенно влияющая на наблюдательные проявления Новой в рентгеновском диапазоне.

Те наблюдения Новых в стандартном рентгеновском диапазоне энергий, которые имеются на сегодняшний день, были сделаны лишь на 3-5-й день после достижения системой оптического максимума, в это время оболочка уже начинает тормозиться. Исключение составляет повторная Новая RS Oph, которую удалось пронаблюдать в самом начале взрыва при помощи монитора всего неба BAT на борту обсерватории Swift, однако в литературе приводится только кривая блеска в диапазоне энергий 14-25 кэВ (Боде и др. 2006), а более детальный анализ наблюдений, который можно было бы использовать для проверки теоретических моделей ускорения оболочки, отсутствует.

Лишь недавно представилась уникальнейшая возможность проверки моделей разлета оболочки Новой на примере рентгеновского излучения одного из самых необычных транзиентных источников на рентгеновском небе: XTE J0421+560/CI Жирафа (CI Cam). Эволюция всплеска рентге-

новского излучения XTE J0421+560, длившегося в целом 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 минут. Другой монитор BAT работает на борту обсерватории Swift. Хотя основная его задача состоит в регистрации гамма-всплесков, он способен регистрировать вспышки излучения и в рентгеновском диапазоне (выше 15 кэВ).

Исследование Новых очень важно для понимания широкого круга вопросов, связанных как с теорией термоядерного горения, так и теорией звездной эволюции. Известно, 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 с 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 каждая своей особенностью. Например, зачастую разлет вещества в результате вспышки 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 ак-

креции вещество, то со временем масса карлика может увеличиться настолько, что превысит предел Чандрасекара, 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.

Рентгеновское излучение микроквара SS433

Отличительной особенностью галактического микроквара SS433 является непрерывный сверхкритический режим аккреции, приводящий к формированию не только оптически, но и геометрически толстого аккреционного диска вокруг компактного объекта и двум симметричным узким струям, выбрасывающим вещество с субрелятивистскими скоростями порядка $0.26c$. На сегодняшний день считается, что двойная система SS433 состоит из черной дыры и оптической звезды-гиганта, заполняющей свою полость Роша. Схематическое изображение системы показано на рис. 2.

Система SS433 является уникальной лабораторией для исследования множества процессов, связанных с сверхкритическим режимом аккреции, например, струйного выброса вещества. 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 $\sim 10^{10} - 10^{13}$ см, оптический диапазон - на $\sim 10^{14} - 10^{15}$ см, радиодиапазон - при $\geq 10^{15}$ см. В рентгеновской области струй (вблизи компактного объекта) излучает оптически тонкая плазма с температурой $\sim 1 - 30$ кэВ, угол раствора струй в этом месте $\theta \sim 0.61^\circ$.

Согласно кинематической модели струи и аккреционный диск демонстрируют прецессионное движение с периодом ~ 162 дня (угол отклонения $\sim 21^\circ$) и нутационные колебания с периодом ~ 6.8 дня (угол отклонения $\sim 2.8^\circ$). Наиболее успешным объяснением прецессии в SS433 является вынужденная прецессия звезды-донора, ось вращения которой

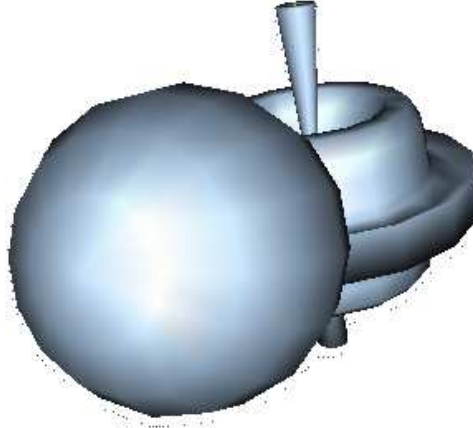


Рис. 2: Схема двойной системы SS433. Центральную область струй, излучающую в рентгеновском диапазоне, могут затмевать как оптический компаньон, так и геометрически толстый аккреционный диск.

не совмещена с осью орбиты, и плавающий или “ведомый” аккреционный диск, а причиной нутационных качаний струй (аккреционного диска) считают периодические приливные возмущения диска гравитационным полем истекающей звезды, либо возмущения аккреционного потока (Фабрика, 2004 и ссылки там же). 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 $\psi = 0 - 0.33$ основной вклад в рентгеновское излучение дает верхняя струя, на прецессионных фазах $\psi = 0.33 - 0.66$ - нижняя.

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

Наличие такого разнообразия переменностей, в частности рентгеновского потока, 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 0.2-0.3 (Хилвиг и др., 2004, Черепащук и др. 2005). Связано это с тем, что широко распространенный метод измерения отношения масс компаньонов, основанный на измерение кривых радиальных скоростей сталкивается с серьезными трудностями: аккреционный диск намного ярче оптического компаньона, поэтому определить, кому принадлежат какие особенности в наблюдаемом оптическом спектре, 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 вспышки классической Новой, позволяющую определить параметры взрывы: массу и скорость выброшенного вещества, динамику выброса, а также параметры околосредной среды; б) построить профиль температуры вещества в струях системы SS433 и с помощью него определить отношение масс и геометрические размеры компаньонов системы SS433.

Краткое содержание работы

Первая часть диссертации посвящена исследованию стандартного рентгеновского излучения, формирующегося в первые часы после вспышки классической Новой. В первой главе приведены основные факты, указывающие на то, что вспышку системы С1 Жирафа можно считать вспышкой классической Новой, и описаны особенности наблюдаемой рентгеновской кривой блеска и зависимости температуры излучения от вре-

мени во время вспышки. Во второй главе описаны допущения, сделанные при построение модели, и численная схема, которая использовалась для расчетов. В третьей главе сделаны оценки на параметры звездного ветра оптической звезды, который и формирует околозвездную среду, необходимую для генерации стандартного рентгеновского излучения. В четвертой главе исследован начальный этап разлета вещества. Показано, что вещество практически сразу приобрело скорость разлета ~ 2700 км/с и двигалось с такой скоростью первые 1-1.5 дня. Получены оценки плотности околозвездной среды, необходимой для получения наблюдаемой светимости, и темпа истечения вещества с оптического компаньона. В пятой главе исследована динамика разлета вещества на более поздних этапах (на 4 - 10 день после взрыва), сделаны оценки массы выброшенного вещества. В шестой главе исследовано поведение обратной ударной волны. Показано, что при известных на сегодняшний день моделях профилей параметров вещества в выброшенной оболочке, плазма, нагреваемая обратной ударной волной (распространяющейся по выброшенному веществу), не дает вклад в наблюдаемую в диапазоне энергий 3-20 кэВ светимость и среднюю температуру излучения во время взрыва. Было также показано, что в рамках построенной модели выброшенное вещество не должно иметь сильных градиентов скорости.

Вторая часть диссертации посвящена определению параметров системы SS433 с помощью исследования систематической переменности ее рентгеновского излучения. В первой главе описаны наблюдаемые особенности излучения системы SS433 в стандартном рентгеновском диапазоне. Во второй главе при помощи исследования орбитальных затмений на прецессионной фазе ~ 0 (когда диск максимально повернут к наблюдателю) показано, что область, осуществляющая орбитальное затмение, превышает радиус полости Роша оптического компаньона из-за плотного звездного ветра. Этот факт необходимо учитывать при определении геометрических параметров системы. В третьей главе на основе модели адиабатического охлаждения плазмы, движущейся в коническом потоке с постоянным углом раствора, построен профиль температуры в струях. В четвертой главе впервые показано, что на прецессионных фазах 0.33 и 0.66 (когда струи и ось диска лежат в картинной плоскости) наблюдаются орбитальные рентгеновские затмения. Получен верхний предел на отношение масс компаньонов, который составил $q \leq 0.3 - 0.35$ в предположении, что размер затмевающей области не превышает 20% от радиуса полости Роша оптического компаньона.

Часть I

Рентгеновское излучение во время вспышек классических Новых

Глава 1

Почему вспышка системы СИ Жирафа (СИ Сам) 1998 г. это классическая Новая?

Источник ХТЕ J0421+560 (в дальнейшем был отождествлен с известной переменной звездой СИ Жирафа, Вагнер, Старфилд 1998) был открыт как рентгеновский транзиент 31 марта 1998 г. (Смит и др., 1998). За несколько часов поток от источника вырос до ~ 2 Краб (в диапазоне энергий 3-20 кэВ). Дальнейшие наблюдения системы обнаружили переменный поток как в оптическом, так и в радиодиапазонах (см, например, Кларк и др., 2000).

Свойства ХТЕ J0421+560 разительно отличались от свойств обычных рентгеновских транзиентов. В его спектре излучения были обнаружены различные эмиссионные линии, характерные для излучения оптически тонкой плазмы с температурой 1-10 кэВ (Орр и др., 1998; Уеда и др., 1998; Ревнивцев и др., 1999). В обычных транзиентных источниках с нейтронными звездами и черными дырами оптически тонкая плазма не наблюдается. На четвертый день после начала взрыва обсерваторией ASCA был зарегистрирован переход системы в сверхмягкое состояние - такое поведение очень типично для Новых. На рис. 1.1 показана кривая блеска в диапазоне энергий 0.5-1 кэВ по данным обсерватории ASCA, которая приведена в работе Ишида и др. (2004). На рис. 1.2 приведены спектры излучения системы, построенные в моменты времени, указанные на рис. 1.1 (взяты из той же работы). Наблюдения системы через несколько десятков дней после взрыва в радиодиапазоне обнаружили разлетающуюся

оболочку. На рис. 1.3 показаны радиоизображения оболочки в различные моменты времени, более подробную информацию можно найти в работе Миодузеви, Рупен (2004). В случае обычных транзиентов с нейтронной звездой или черной дырой, выброс оболочки был бы невозможен из-за сильного гравитационного притяжения компактного объекта.

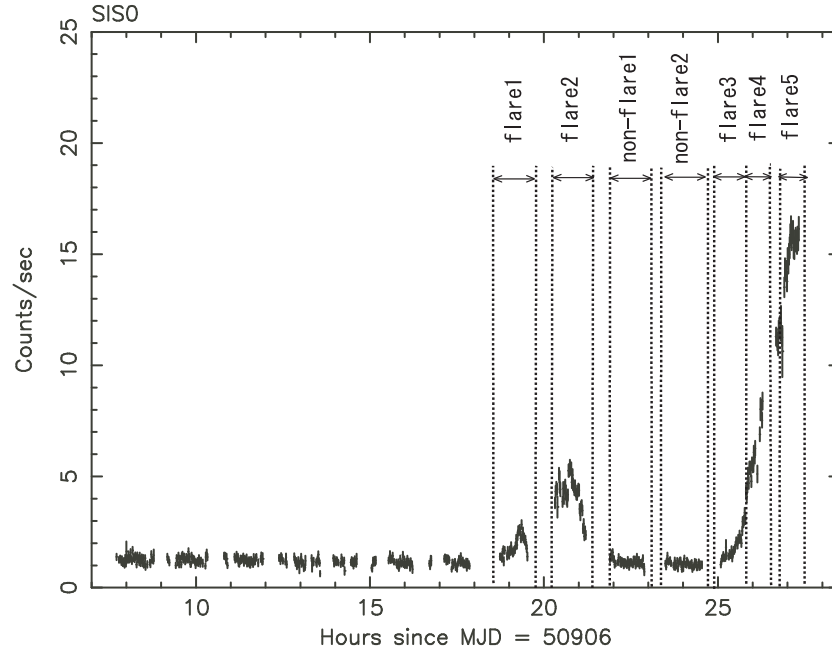


Рис. 1.1: Кривая блеска системы СИ Жирафа в диапазоне энергий 0.5-1 кэВ по данным обсерватории ASCA, приведенная в работе Ишида и др. (2004)

Для классической Новой рентгеновское излучение ХТЕ J0421+560 во время вспышки 1998 года является необычайно ярким. Для сравнения можно сказать, что максимум рентгеновского потока от широко известной повторной Новой RS Змееносца (Соколки и др., 2006; Боде и др., 2006) был в 10-30 раз слабее, чем максимальный поток СИ Жирафа во время его вспышки 1998 года. Причиной такой большой светимости вспышки СИ Жирафа (мы покажем это ниже) является мощный звездный ветер оптического компаньона в двойной системе – звезды-гиганта спектрального класса В[e] (Хайнс и др., 2002; Барсукова и др., 2006; Робинсон и др., 2002). Наличие такой плотной среды вокруг разлетающейся

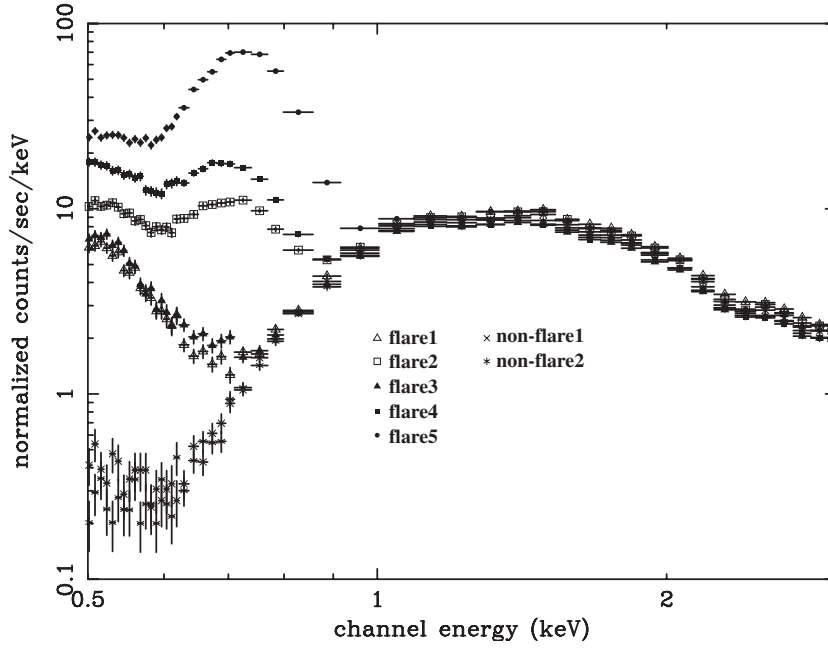


Рис. 1.2: Спектры системы CI Жирафа, построенные по данным обсерватории ASCA, в моменты времени, обозначенные на рис. 1.1.

оболочки Новой и создало необходимую меру эмиссии ($EM \sim \int n^2 dV$) плазмы, разогретой ударной волной. Предположение, что причиной гигантской рентгеновской вспышки XTE J0421+560/CI Жирафа в 1998 г. является взрыв классической Новой вкуче с высокой яркостью транзиента в рентгеновском диапазоне (поток источника в пике кривой блеска ~ 2 Краб в диапазоне энергий 3 - 20 кэВ), позволившей получить большой массив наблюдательных данных высокого качества, покрывающий практически всю эволюцию рентгеновской вспышки транзиента (Ревнивцев и др., 1999), дает прекрасную возможность проверить важнейшие ингредиенты модели “внешней” ударной волны, формирующейся во время взрыва Новых. Полученная монитором всего неба ASM обсерватории RXTE кривая блеска транзиента за полдня до пика рентгеновского потока позволяет “видеть” движение разлетающейся оболочки начиная с нескольких сотен радиусов белого карлика ($\sim 10^{11-12}$ см).

Во время гигантской вспышки CI Жирафа в 1998 г. рентгеновское излучение этой двойной системы имело несколько характерных особенностей.

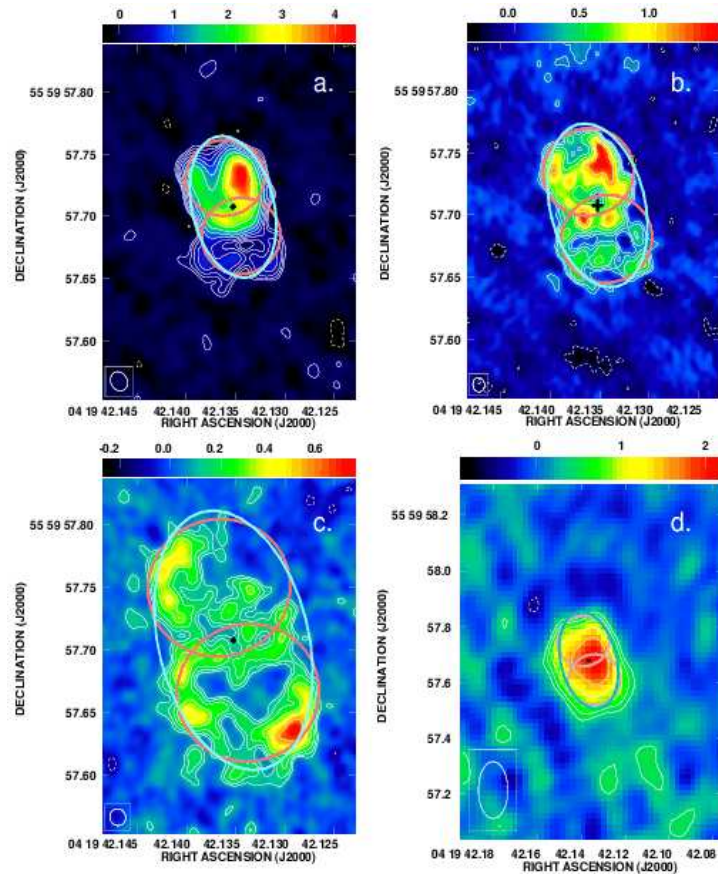


Рис. 1.3: Изображения системы в радиодиапазоне в различные моменты времени: а) - июнь 1998, б) - июль 1998, с) - сентябрь 1998, д) - январь 1999.

1. В фазе роста кривой блеска зависимость светимости источника в энергетическом диапазоне 3 - 20 кэВ от времени имела вид $L_x \propto t^{\sim 3}$ (рис.1.4а)
2. Светимость источника в пике кривой блеска составила $L_{\text{peak}}(3 - 20\text{кэВ}) \sim 3 \times 10^{37} (d/2\text{кпк})^2$ эрг/с, где d – расстояние до источника.
3. В течении 2 дней от начала вспышки средняя (эффективная) температура излучения источника была постоянной и равной $kT \sim 10$ кэВ (рис.1.4б).

4. После второго дня от начала вспышки температура излучения падала приблизительно по закону $T \propto t^{-0.7 \pm 0.6}$

Одной из целей диссертации является демонстрация того, что основные особенности вспышки системы СИ Жирафа в рентгеновском диапазоне можно объяснить в модели ударной волны, проходящей по веществу звездного ветра во время взрыва классической Новой. С помощью построенной модели были подробно исследованы следующие важные моменты взрыва:

- режим движения оболочки на начальных этапах разлета после взрыва;
- режим замедления оболочки в процессе ее взаимодействия с веществом звездного ветра;
- влияние радиационного охлаждения на изменение температуры вещества звездного ветра компаньона, прошедшего через ударную волну.

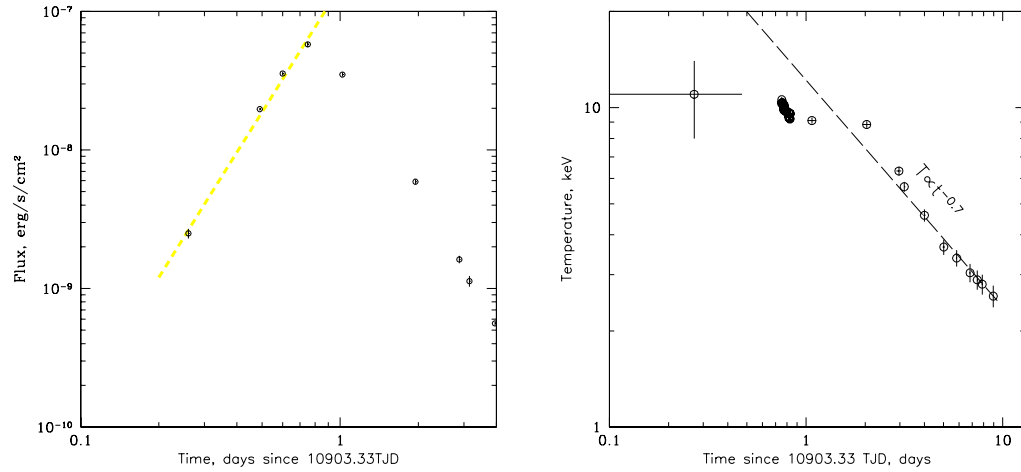


Рис. 1.4: (а) - кривая блеска системы в диапазоне энергий 3 - 20 кэВ во время вспышки СИ Жирафа 1998 г. Штриховой прямой показана зависимость $L_x \sim t^3$. (б) - зависимость средней температуры излучающего вещества от времени в течении вспышки. Средняя температура измерялась по отношению потоков излучения в диапазонах 3-5 и 5-20 кэВ. Первое измерение температуры на 0.1-0.5 день вспышки проделано по данным монитора всего неба ASM (по отношению потоков 3-5 и 5-12 кэВ), остальные измерения – по данным РСА/RXTE. Штриховой линией показана зависимость $T \sim t^{-0.7}$.

Глава 2

Метод численных расчетов

2.1 Расчетная схема

В настоящей работе для получения зависимостей средней температуры и светимости рентгеновского излучения от времени во время вспышки Новой мы использовали численные гидродинамические расчеты. В расчетах использовался одномерный сферически-симметричный код в лагранжевых координатах с шахматной сеткой (радиус, скорость и масса ячеек определяются на границах ячеек, а плотность, давление и внутренняя энергия - в центрах ячеек). Более детальное описание этой схемы можно найти в работе Янка и др. (1993).

Мы не учитывали влияние гравитационного притяжения белого карлика, поскольку в наших расчетах формирование ударной волны происходит на расстоянии 5×10^{11} см, на котором скорость убегания от белого карлика ~ 230 км/с уже существенно меньше скорости оболочки ~ 3000 км/с. Мы также не учитывали влияние оптической звезды на движение ударной волны.

2.2 Радиационное охлаждение и тепловая неустойчивость

В расчетах учитывалось радиационное охлаждение вещества звездного ветра оптического компаньона, прошедшего через ударную волну. Считалось, что основным механизмом радиационных потерь яв-

ляется тормозное излучение оптически тонкой плазмы. Скорость потерь энергии плазмы за счет излучения рассчитывалась по модели АРЕС (<http://hea-www.harvard.edu/AREC/REF>), предполагая мгновенное установление ионизационного равновесия в разогретом веществе. Полученные функции охлаждения показаны на рис.2.1. Для удобства функции приведены к полной концентрации частиц. Значения космического обилия элементов были взяты из работы Гревесе, Сауваль (1998), средний молекулярный вес частиц в плазме при таком обилии $\mu = 0.61$, $n/n_e = 1.93$, где n - полное число частиц. Для учета потери энергии на радиационное излучение в расчетах использовался диапазон энергий 0.01 - 50 кэВ, который является достаточным для ожидаемых в нашей модели температур. При построении модельных кривых блеска использовался диапазон энергий 3-20 кэВ.

Простую оценку плотности звездного ветра, при которой радиационное охлаждение начинает значительно влиять на тепловой баланс вещества за ударной волной, можно получить, сравнив время охлаждения τ_{rad} за счет только тормозного излучения с характерными временами в нашей задаче - несколько дней. Для оценки возьмем значение 1 день. Газ в расчетах считался идеальным с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$.

$$\tau_{rad} \sim \frac{3/2n_1kT}{\Lambda n_1^2} = \frac{3/2kT}{\Lambda n_1} \text{ с}$$

где T - температура излучающей плазмы, n_1 - полная плотность вещества звездного ветра, прошедшего через ударную волну, Λ - излучательная способность (функция охлаждения) плазмы. Для наблюдаемой температуры $kT \sim 10$ кэВ излучательная способность плазмы равна $\Lambda = 6.45 \times 10^{-24}$ эрг см³ с⁻¹ и время охлаждения порядка одного дня соответствует плотности невозмущенного звездного ветра $n_0 = n_1/4 \sim 10^{10}$ см⁻³.

В случае когда время радиационного охлаждения вещества, нагретого ударной волной, становится меньше характерного времени его разлета (несколько дней), в нем развивается изобарическая тепловая неустойчивость (см., например, Филд 1965). В одномерном расчете это приводит к ряду нефизических эффектов. Но так как вещество, остывшее ниже температуры ~ 1 кэВ, перестает излучать в интересующем нас диапазоне энергий (3-20 кэВ), то конкретное значение его температуры не влияет на результаты наших расчетов до тех пор пока тепловая неустойчивость развивается при постоянном давлении. Поэтому когда время охлажде-

ния ячейки становилось меньше 0.1 дня (что при типичных плотностях в нашей задаче соответствует температурам <0.9 кэВ) мы отключали охлаждение в этой ячейке и в то же время исключали ее излучение из расчетов наблюдаемой рентгеновской светимости и средней температуры рентгеновского излучения.

Теперь покажем, что наше приближение о мгновенном установлении ионизационного равновесия за ударной волной верно. Перед тем как оценить время установления ионизационного равновесия, необходимо вычислить время установления распределения скоростей ионов по максвелловскому закону и время выравнивания ионных и электронных температур за ударной волной τ_{ie} , так как ударная волна нагревает лишь ионы. В работе Спитцера (1965) было показано, что:

$$\tau_{ii} = \frac{11.4 A_i^{1/2} T_i^{3/2}}{n_i Z_i^4 \ln \Lambda} \text{ с},$$

$$\tau_{ie} = 5.87 \frac{(T_e A_i + T_i A_e)^{3/2}}{n_i Z_i^2 \ln \Lambda \sqrt{A_e A_i}} \text{ с},$$

где T_i, T_e - температура ионов и электронов в кельвинах, n_i - плотность ионов, $A_e = 1/1836$ - атомный вес электрона, A_i - атомный вес иона, $\ln \Lambda$ - кулоновский логарифм.

Для оценок возьмем $A_i = 1$, $\ln \Lambda = 15$, $T_i = 10$ кэВ, $T_e = 1$ эВ, $Z = 1$ и $n_i = n_e$, тогда

$$\tau_{ii} \sim 95 n_{i,10}^{-1} \text{ с},$$

$$\tau_{ie} \sim 0.04 n_{i,10}^{-1} \text{ с},$$

где $n_{i,10} = n_i/10^{10} \text{ см}^{-3}$. Время установления электронной температуры: $\tau_{ee} = \sqrt{A_e} \tau_{ii} = 2.2 n_{e,10}^{-1} \text{ с}$.

Формально при значениях ионных и электронных температур $T_i = 10$ кэВ и $T_e = 1$ эВ, время установления максвеллизации ионов больше времени выравнивания температур между ионами и электронами в $\tau_{ii}/\tau_{ie} = 4.5 \times 10^{-2} (T_e/T_i + 5 \times 10^{-4})^{-3/2} \sim 3.1 \times 10^3$ раза. Это означает, что вначале ионы передают энергию электронам еще не имея максвелловского распределения по скоростям, а формула Спитцера для τ_{ie} начинает работать только тогда, когда $T_e > 0.13 T_i \sim 1.3$ кэВ. Для оценок возьмем

$T_e = 1.5$ кэВ (в этом случае $\tau_{ee} \sim 0.1n_{e,10}^{-1}$ с), тогда $\tau_{ie} \sim 122n_{i,10}^{-1}$ с. Понятно, что время нагрева электронов ионами до $T_e = 1.5$ кэВ должно быть порядка полученного τ_{ie} . Для оценки времени установления ионизационного равновесия за ударной волной воспользуемся формулой, приведенной в работе Масаи (1994):

$$\tau_{\text{eq}} \sim 10^{12}/n_e \sim 100n_{e,10}^{-1} \text{ с},$$

где n_e - плотность электронов.

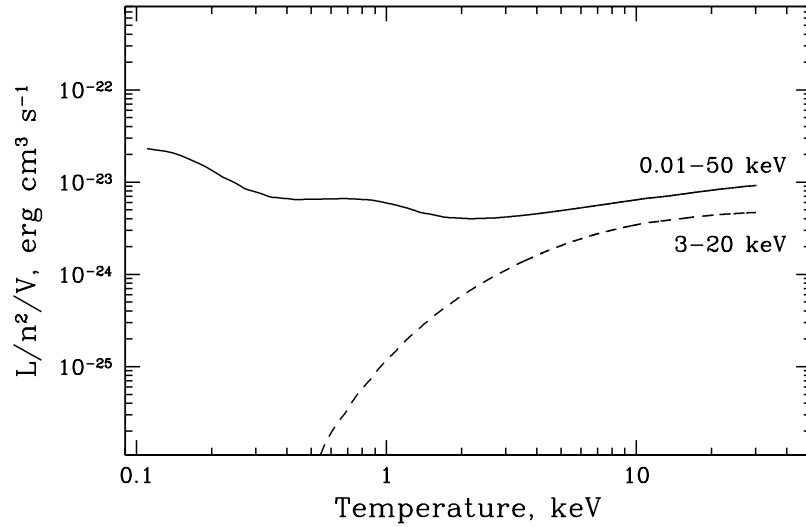


Рис. 2.1: Функции охлаждения плазмы в двух энергетических диапазонах, полученные на основе модели АРЕС. Функции приведены к полной концентрации частиц.

Таким образом из сделанных оценок следует, что характерные времена установления равновесия за обратной ударной волной меньше, чем характерное время радиационного охлаждения ~ 1 день и условия применимости модели АРЕС (<http://hea-www.harvard.edu/AREC/REF>) для расчета скорости потери энергии плазмы выполнены.

Из оценок также видно, что ударная волна при параметрах вещества, типичных для нашей задачи не является излучательной (так как $\tau_{ii} \ll \tau_{rad}$), т.е. скачок плотности на ударной волне определяется формулой $n_1 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}n_0$ и для нашего значения $\gamma = 5/3$ равен $n_1/n_0 = 4$.

2.3 Расчет средней температуры рентгеновского излучения

Вообще говоря, вещество звездного ветра за ударной волной является многотемпературной плазмой (Филиппова и др., 2008), в том смысле что разные области за ударной волной имеют разную температуру. Следовательно температура излучения, которую мы измеряем по данным рентгеновских наблюдений, является средней величиной и она может быть не равна температуре на фронте ударной волны. Поэтому для получения модельной средней температуры мы использовали ту же самую процедуру усреднения, что и для наблюдений. Считалось отношение потоков излучения в диапазонах энергий 3-5 кэВ и 5-20 кэВ, оно соответствует определенному значению температуры в модели излучения однотемпературной оптически тонкой плазмы. Отношение потоков в модели однотемпературной плазмы рассчитывалось на основе модели АРЕС. Эффективность метода показана на рис. 2.2, где сплошной линией показан суммарный спектр излучения вещества за ударной волной в некоторый момент времени, а штриховой линией - спектр однотемпературной плазмы с температурой, полученной описанным выше методом. Из рисунка видно, что метод в нашем случае работает хорошо.

2.4 Начальные условия

В качестве начальных условий в расчетах задавались профили плотности, температуры и скорости вещества звездного ветра. В качестве оболочки-поршня задавалась первая внутренняя ячейка расчетной сетки с конечной массой, что позволило нам в дальнейшем рассмотреть влияние массы оболочки-поршня на динамику движения ударной волны.

В расчетах с оболочкой-поршнем начальный размер ячеек составлял $\Delta r = 5 \times 10^{11}$ см. Внутренняя граница расчетной сетки помещалась на 10^{10} см. Мы провели расчеты с разным начальным размером элементов сетки для выяснения оптимального значения соотношения время – точность расчета. Увеличение разрешения в 10 раз приводило к изменению средней температуры излучающего вещества на несколько процентов, при этом существенно увеличивая расчетное время.

Температура вещества звездного ветра в нашем случае не влияет на формирование ударных волн, поэтому она была принята приблизительно

равной эффективной температуре оптической звезды $\sim 10000 - 20000$ К: $T_0 = 1$ эВ. Температура вещества оболочки-поршня была принята равной температуре вещества звездного ветра.

Поскольку скорость звездного ветра (35 км/с, Робинсон и др., 2002) мала относительно скорости оболочки (1000-4000 км/с) и не влияет на формирование ударных волн, то для простоты в расчетах она была принята равной нулю.

Для моделей с постоянной скоростью разлета оболочки постоянные скорости поддерживались на обеих границах ячейки-оболочки.

При моделировании ударной волны в режиме Седова (сильный точечный взрыв в сферически-симметричной среде) увеличивалась внутренняя энергия первых 4 ячеек до необходимого значения энергии взрыва, после чего система релаксировала. Для расчетов в этом режиме начальный размер ячеек задавался равным $\Delta r = 2 \times 10^{11}$ см.

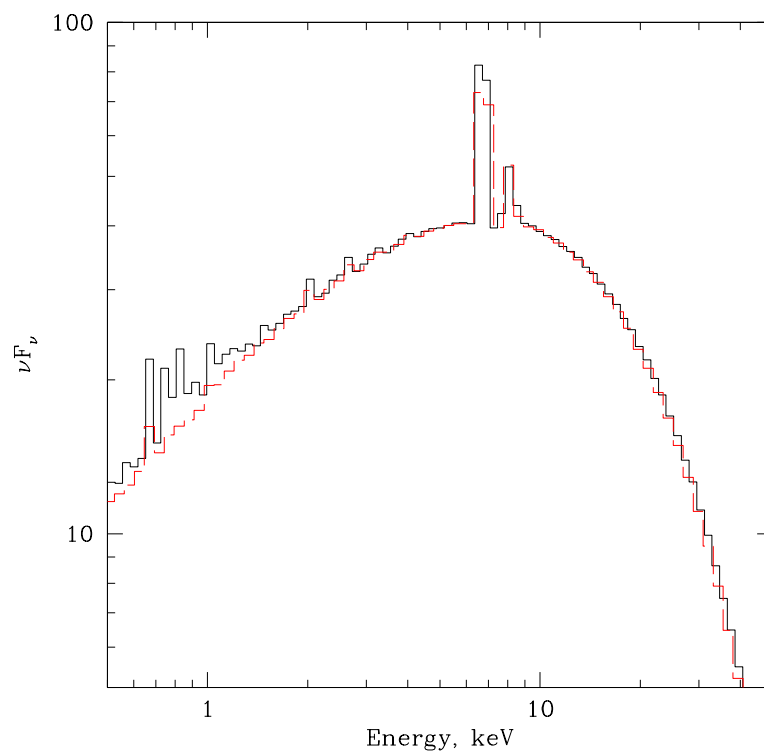


Рис. 2.2: Спектр излучения вещества, прошедшего через ударную волну, составленный из спектров излучения индивидуальных ячеек, внутри которых вещество имеет одинаковую температуру (сплошная линия). Штриховой кривой показан спектр излучения однотемпературной плазмы с температурой, определенной по методу отношения потоков (см. текст).

Глава 3

Звездный ветер оптического компаньона в системе СИ Жирафа

3.1 Положение компаньонов в системе СИ Жирафа в момент вспышки

Оптической звездой в двойной системе СИ Жирафа является В[e]-звезда раннего спектрального класса (Хайнс и др., 2002; Барсукова и др., 2006), предположительно звезда-гигант В4 III-V (Барсукова и др., 2006). Радиус оптического компаньона $R_* = 3.6 - 5.9R_\odot = 2.5 \times 10^{11} - 4.1 \times 10^{11}$ см. Если звезда является сверхгигантом (см. например, Хайнс и др., 2002; Робинсон и др., 2002), ее радиус значительно больше и может достигать 3×10^{12} см. Параметры системы были определены в работе Барсуковой и др. (2006): орбитальный период - $P_{orb} = 19.41 \pm 0.02$ дня, большая полуось орбиты - $a \sin i \sim 70 \times R_\odot = 4.8 \times 10^{12}$ см (здесь i - угол наклона двойной системы), эксцентриситет системы $e = 0.62 \pm 0.07$. Расстояние до двойной системы до сих пор точно не известно, в разных работах его значение варьируется от 1 до 10 кпк (Хайнс и др., 2002; Робинсон и др., 2002; Ишида и др., 2004). В работе Барсуковой и др. (2006) расстояние до системы было ограничено диапазоном 1.1-1.9 кпк. В настоящей работе мы приняли значение 2 кпк.

Используя момент периастра $T_0 = 52198.5$ MJD (Барсукова и др., 2006), и время начала вспышки - 50903.33 MJD мы посчитали орби-

тальную фазу системы $\varphi_{orb} \sim 0.273$ и расстояние между компаньонами $r \sin i \sim 6.6 \times 10^{12}$ см в момент вспышки. Ошибки измерения орбитального периода и эксцентриситета орбиты приводят к неточности в определении орбитальной фазы и, соответственно, расстояния между компаньонами. На рис. 3.1 область возможных положений белого карлика на момент вспышки заштрихована и соответствует следующим значениям параметров $r \sin i \sim (5.4 - 7.5) \times 10^{12}$ см, $\varphi_{orb} = 0.2 - 0.34$. Стерлкой показано направление на наблюдателя. Положение системы относительно луча зрения было получено в работе Барсуковой и др. (2006) на основе формы кривой лучевых скоростей.

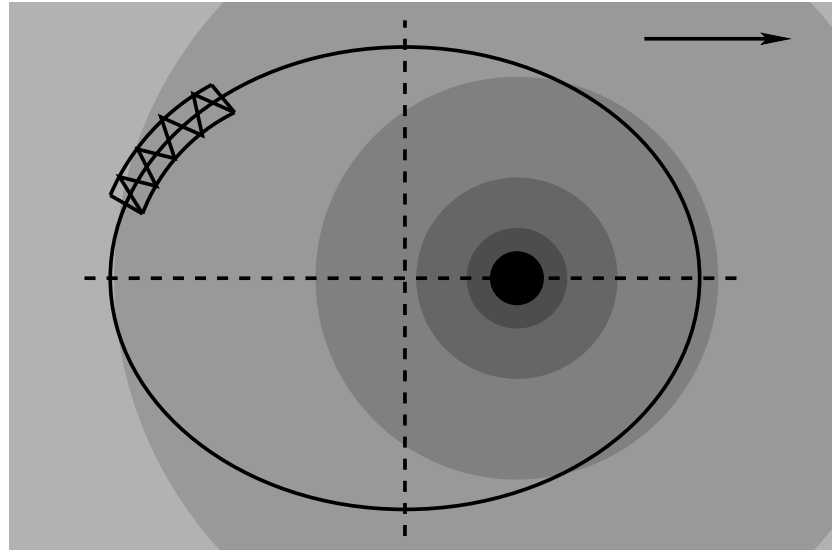


Рис. 3.1: Взаимное положение звезд во время вспышки. Заштрихованная область соответствует возможным положениям белого карлика во время вспышки. Черным кругом обозначен оптический компаньон. Серыми кольцами показаны области с плотным звездным ветром, на внешней границе каждого кольца плотность ветра в 2 раза меньше по сравнению со значением на внутренней границе.

3.2 Оценка фотопоглощения в звездном ветре оптического компаньона

В работе Робинсон и др. (2002) были сделаны оценки темпа потери вещества в звездном ветре оптического компаньона в системе СИ Жирафа, согласно которым $\dot{M} > 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$. Используя значение темпа потери массы звезды в ветре можно оценить плотность вещества звездного ветра вблизи белого карлика и сравнить его с величиной фотопоглощения в рентгеновском спектре ХТЕ J0421+560.

В рентгеновском излучении СИ Жирафа/ХТЕ J0421+560 в разные периоды наблюдений было зарегистрировано значительное фотопоглощение (Ревнивцев и др., 1999; Бойрин и др., 2002). Излучение ХТЕ J0421+560 в спокойном состоянии (Бойрин и др., 2002) по всей видимости возникает в результате аккреции на белый карлик. Величина эквивалентной колонки вещества по фотопоглощению в таком спектре может складываться как из фотопоглощения в веществе звездного ветра в пределах двойной системы, так и в веществе аккреционной колонки в непосредственной близости от белого карлика. В таком случае большое значение колонки $N_H L \sim 5 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$, полученное в работе Бойрина и др. (2002), не позволяет нам однозначно приписать это вкладу поглощения именно в звездном ветре.

Для того чтобы сделать оценку плотности звездного ветра, мы можем использовать значение колонки вещества по фотопоглощению в начале или в пике кривой блеска вспышки 1998 г. ($N_H L \sim 5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$). В этом случае рентгеновское излучение возникает уже далеко от поверхности белого карлика и, следовательно, оно в любом случае свободно от этого дополнительного фотопоглощения.

Для расчета зависимости плотности вещества на луче зрения от темпа потери массы оптическим компаньоном мы предположили, что звездный ветер оптической звезды сферически-симметричен относительно звезды, имеет скорость $v_{\text{wind}} = 35 \text{ км/с}$ и его плотность n зависит от расстояния до центра звезды R как:

$$n = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v_{\text{wind}} \mu m_p} = 1.4 \times 10^{11} r_{12}^{-2} v_{35}^{-1} \dot{M}_{-7},$$

где μ средний вес одной частицы, m_p - масса протона, $r_{12} = r/10^{12} \text{ см}$, $\dot{M}_{-7} = \dot{M}/10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$, $v_{35} = v/35 \text{ км/с}$. Взаимное положение звезд и

луча зрения относительно двойной системы было определено выше.

На рис. 3.2 контурами показаны несколько значений фотопоглощения для разных углов наклона орбиты и темпов потери массы оптическим компаньоном. Из рисунка видно, что при наблюдаемом значении $N_H L = 5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ значение темпа истечения звездного ветра с оптического компаньона может лежать в диапазоне $4 \times 10^{-8} < \dot{M} < 2 \times 10^{-6} M_\odot/\text{год}$, а значение $N_H L = 5 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$ дает ограничение $\dot{M} > 4 \times 10^{-7} M_\odot/\text{год}$. Эти оценки не противоречат значениям, приведенным в работе Робинсон и др. (2002).

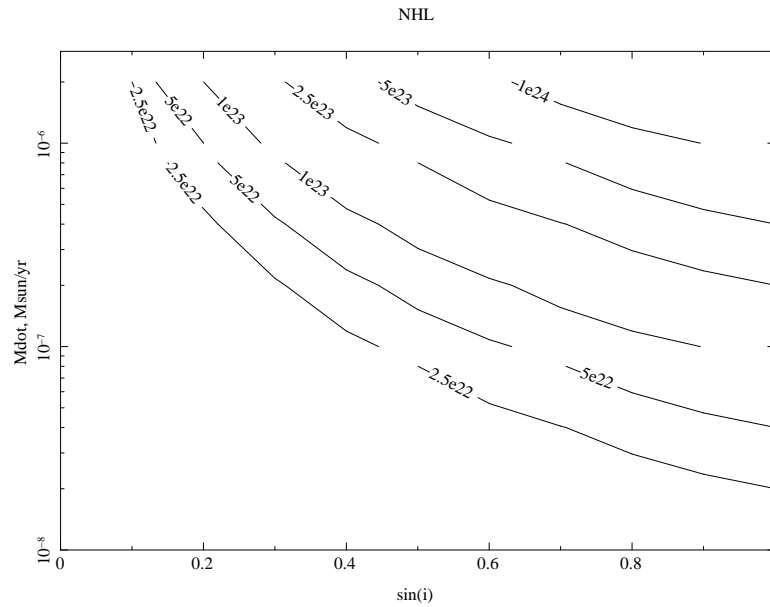


Рис. 3.2: Зависимость значения эквивалентной колонки вещества по фотопоглощению от угла наклона системы и темпа потери вещества оптическим компаньоном.

3.3 Оценка распределения плотности звездного ветра относительно белого карлика

Плотность вещества звездного ветра зависит от расстояния до звезды r как $n \propto r^{-2}$. Однако ввиду того, что в начале вспышки оболочка, поднявшаяся с белого карлика, формирует ударную волну вокруг белого

3.3. Оценка распределения плотности звездного ветра относительно белого карлика

карлика еще внутри двойной системы, то мы не можем предполагать профиль плотности $n \propto r^{-2}$ (где r – расстояние от белого карлика) верным с самого начала вспышки.

На малых расстояниях от белого карлика $r < r_c$ плотность вещества звездного ветра не будет падать по закону r^{-2} , а будет более однородной. На больших расстояниях $r > r_c$ наступит переход в спадающую плотность $n \propto r^{-2}$.

Для того чтобы сделать первые простейшие оценки распределения плотности межзвездной среды в зависимости от расстояния от белого карлика мы использовали предположения о движении звездного ветра, аналогичные сделанным в предыдущей главе, и считали среднюю плотность звездного ветра в объемах между концентрическими сферами с центром в месте положения белого карлика во время вспышки. Радиус оптического компаньона в расчетах брался равным $5.9R_{\odot}$. Полученный профиль средней плотности вещества звездного ветра как функция расстояния от белого карлика показан на рис.3.3.

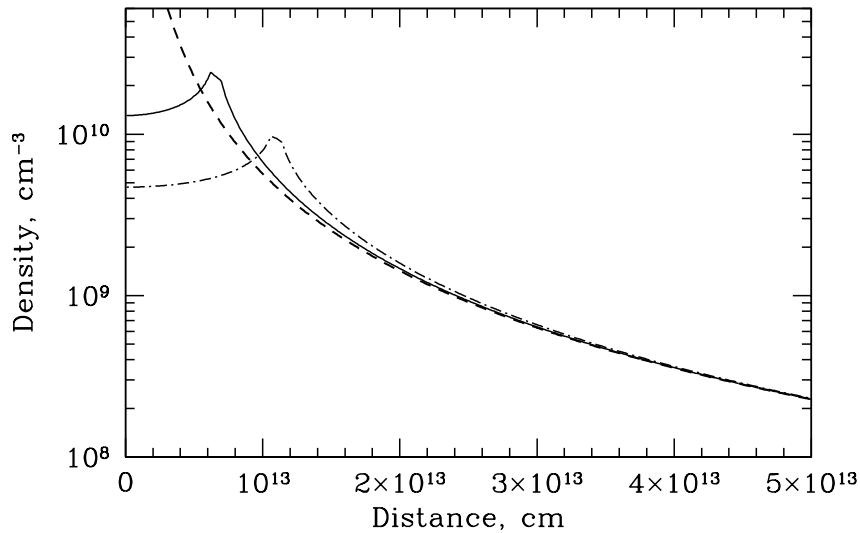


Рис. 3.3: Усредненные профили плотности звездного ветра: сплошная линия - для $\sin i = 1$, штрих-пунктирная линия для $\sin i = 0.6$. Штриховой кривой показан закон падения $n \propto r^{-2}$. В данном расчете темп потери массы оптической звездой в ветре равен $\dot{M} = 4 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$.

Из рисунка видно, что вблизи белого карлика плотность практически

постоянная, а начиная с некоторого расстояния ведет себя как типичный профиль плотности звездного ветра с $n \propto r^{-2}$. Эту аппроксимацию профиля плотности мы и будем использовать для расчетов. Из полученного профиля также следует, что $r_c \sin i \sim 6.6 \times 10^{12}$ см. С помощью r_c мы будем обозначать расстояние, на котором постоянный профиль плотности звездного ветра переходит в падающий.

На рис. 3.4 контурами показано как зависит плотность вещества звездного ветра вблизи белого карлика (в области с $r < r_c$) от угла наклона орбиты и темпа потери вещества оптическим компаньоном.

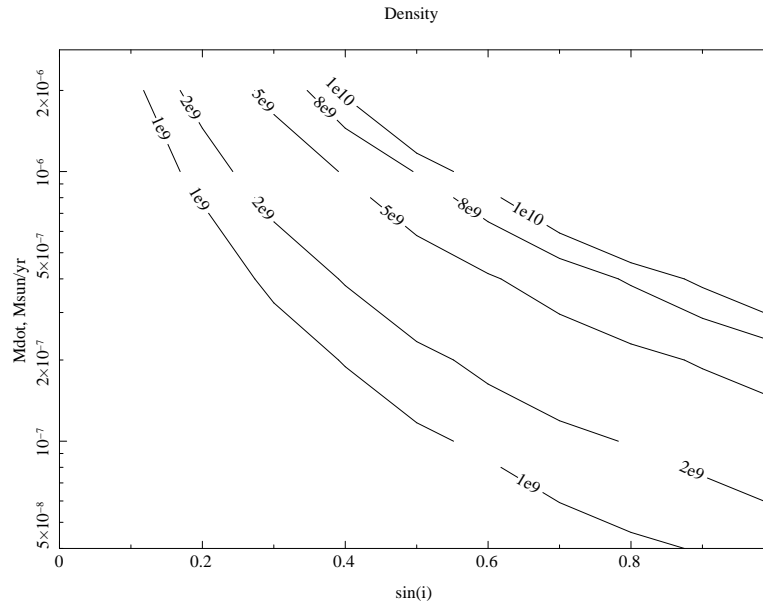


Рис. 3.4: Значение плотности звездного ветра вблизи белого карлика для разных темпов потери вещества оптическим компаньоном и разных углов наклона орбиты.

3.4 Схема ударных волн во время вспышки

Модель внешней ударной волны, которую мы рассматриваем в данной работе, предполагает, что оболочка белого карлика массой M_{ej} в течении некоторого времени Δt от начала разлета движется под действием внешней силы (возможно, давления излучения со стороны белого карлика, на

котором продолжается термоядерное горение оставшегося накопленного вещества), после чего летит баллистическим образом, т.е. закон движения оболочки определяется только ее взаимодействием с окружающим веществом и не является результатом ее разгона давлением со стороны горячей части оболочки.

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, бежит либо ударная волна, либо сначала формируется волна разрежения (Рождественский, Яненко, 1978), которая по мере разлета оболочки и падения давления в ней переходит в ударную волну.

Схематическое изображение системы ударных волн приведено на рис. 3.5. Рентгеновское излучение, в принципе, может идти не только от прямой ударной волны, но и от обратной. Однако ввиду того, что обратная волна должна быть слабее прямой, а также сильного радиационного охлаждения вещества за обратной ударной волной вследствие его большой плотности, ожидаемая температура вещества за обратной ударной волной будет недостаточно высока, чтобы излучать в рассматриваемом нами рентгеновском диапазоне (3-20 кэВ, что соответствует температурам $T \sim 10^7 - 10^8 \text{K}$). Поэтому в нашей работе мы предполагаем, что вклад излучения вещества оболочки в наблюдаемое рентгеновское излучение незначителен и не учитываем его. Оболочка в расчетах рассматривалась как поршень конечной массы, формирующий ударную волну в звездном ветре, и в дальнейшем буквой U обозначалась скорость движения оболочки-поршня.

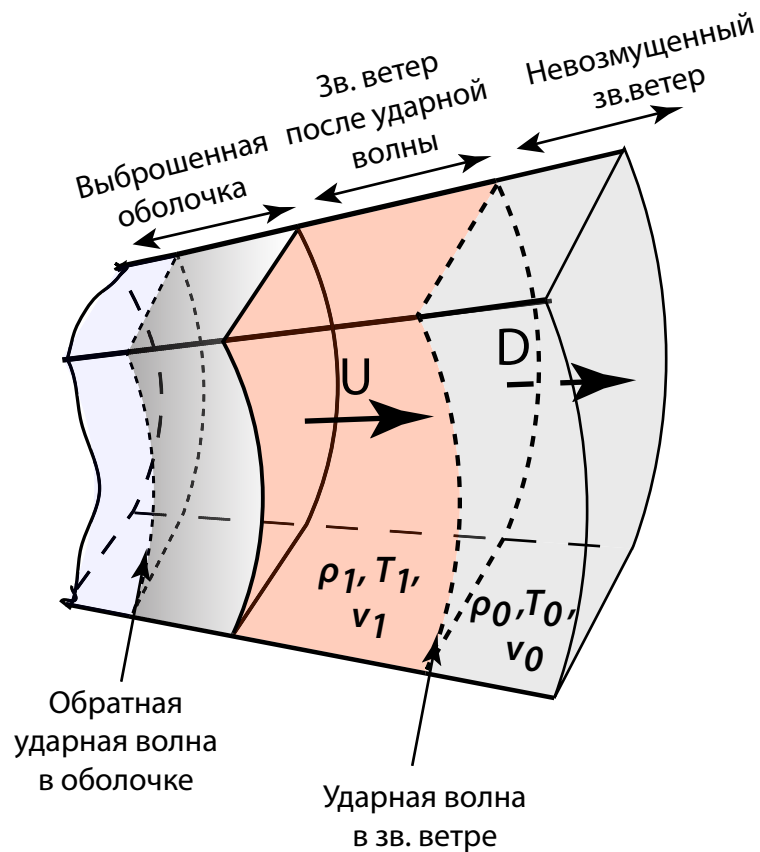


Рис. 3.5: Схема ударных волн, формируемых разлетающейся оболочкой. U - скорость движения контактного разрыва или оболочки, D - скорость движения прямой ударной волны. Индексом "0" обозначены величины в невозмущенном звездном ветре, индексом "1" за прямой ударной волной.

Глава 4

Начальный период разлета вещества

Начиная с первых часов развития вспышки измерения потока СИ Жирафа монитором всего неба ASM/RXTE в нескольких энергетических каналах позволяют сделать оценку температуры излучающей плазмы. Мы использовали измерения жесткости излучения СИ Жирафа монитором всего неба ASM обсерватории RXTE в энергетических каналах 3-5 кэВ и 5-12 кэВ, где слабее влияние фотопоглощения, хорошо видимого в спектре излучения источника на 0.7 день вспышки (см. Ревнивцев и др. 1999). Используя известную жесткость (отношение потоков) Крабовидной туманности в энергетических каналах 3-5 кэВ и 5-12 кэВ монитора ASM, мы оценили какой температуре излучения оптически тонкой плазмы (модель АРЕС) соответствует жесткость СИ Жирафа в первые 0.5 дня от начала вспышки. При моделировании излучения оптически тонкой плазмы мы также предположили наличие фотопоглощения в спектре излучения источника со значением колонки вещества $N_H L = 5 \times 10^{22}$ см⁻². После 0.7 дня от начала вспышки существуют данные наблюдений спектрометра РСА обсерватории RXTE, поэтому в этот период вспышки мы использовали результаты измерения температуры именно этим спектрометром.

По данным ASM и РСА хорошо видно, что температура излучения в течении первых 2 дней оставалась примерно постоянной и была равна ~ 10 кэВ (рис. 1.4).

В случае сильной ударной волны температура вещества на фронте определяется практически только ее скоростью:

$$kT_1 = 2\mu m_p D^2 \frac{\gamma - 1}{(\gamma + 1)^2},$$

где γ – показатель адиабаты межзвездного газа, D – скорость ударной волны. Следовательно, по измерениям температуры излучения на фронте ударной можно сделать оценку ее скорости:

$$D = (\gamma + 1) \sqrt{\frac{kT_1}{2(\gamma - 1)\mu m_p}} = 2894(T_{1,10keV})^{1/2} \text{ км/с},$$

где $T_{1,10keV} = T_{1,keV}/10$.

Однако в наших рентгеновских наблюдениях мы измеряем не температуру плазмы на фронте ударной волны, а усредненную по потоку температуру всего вещества за фронтом ударной волны. Соотношение между средней температурой и температурой непосредственно на фронте ударной волны зависит от распределения плотности вещества звездного ветра перед ударной волной и радиационного охлаждения нагретого вещества за ударной волной. Рассмотрим как эти факторы влияют на соотношение температур.

4.1 Влияние неоднородностей в профиле плотности звездного ветра на среднюю температуру и светимость излучающего вещества

Свойства рентгеновского излучения системы СИ Жирафа во время вспышки однозначно указывают на его формирование в результате излучения обычной горячей оптически тонкой плазмы (Уеда и др., 1998; Орт и др., 1998; Ревнивцев и др., 1999). Светимость единичного объема горячей плазмы в оптически тонком режиме пропорциональна квадрату ее плотности, следовательно, очень чувствительна к вариациям плотности вещества вокруг белого карлика. В двойной системе СИ Жирафа, состоящей из молодой звезды с мощным звездным ветром и аккрецирующего белого карлика, должны существовать различные отклонения от сферически-симметричного распределения вещества звездного ветра вокруг белого карлика, например, скачки плотности в кильватерном

4.1. Влияние неоднородностей в профиле плотности звездного ветра на среднюю температуру и светимость излучающего вещества

слое, образующимся при движении белого карлика сквозь звездный ветер (Дум и др., 2000), несферически-симметричный звездный ветер оптической звезды и т.д. Это наглядно продемонстрировано в недавней работе, посвященной численному моделированию распределения вещества в повторной Новой RS Змееносца, которая также содержит оптическую звезду с мощным звездным ветром (Вальдер и др., 2008).

Для оценки влияния неоднородностей в плотности звездного ветра на среднюю температуру излучения и светимость мы провели расчеты разлета оболочки с постоянной скоростью в среде с переменной плотностью, зависящей от радиуса по закону $n = 10^9 + 8 \times 10^8 \sin(r_{13})$, где r_{13} - радиус в 10^{13} см (см. рис. 4.1). Для простоты радиационные потери вещества за ударной волной в расчете не учитывались.

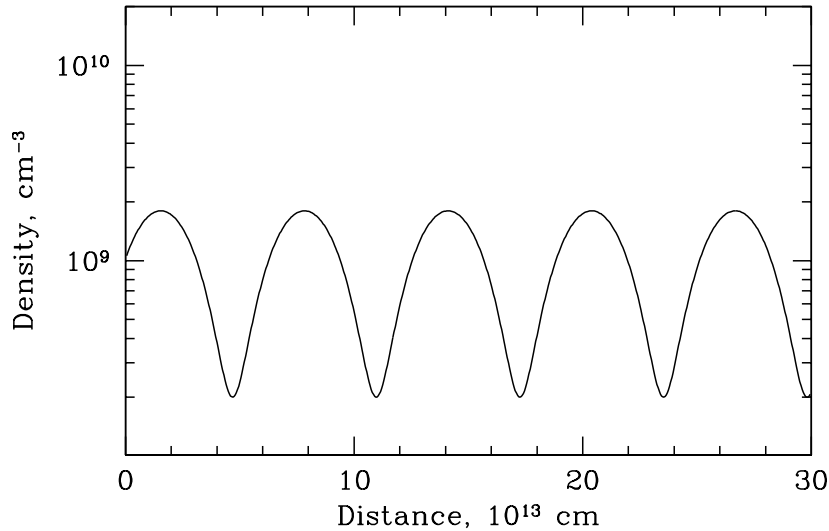


Рис. 4.1: Профиль плотности среды в начальный момент времени $n_0 = 10^9 + 8 \times 10^8 \sin(r_{13})$, где r_{13} - радиус в 10^{13} см.

Движение оболочки с постоянной скоростью по среде с постоянной плотностью формирует ударную волну с постоянной температурой на фронте, следовательно, средняя температура вещества за ударной волной также остается постоянной (если радиационные потери малы). Светимость вещества, разогретого в такой ударной волне, зависит от времени как $L \propto t^3$ (т.е. пропорциональна объему излучающего вещества, более подробный вывод формулы будет приведен в параграфе 4.5).

При переменной (меняющейся на порядок величины) плотности вещества перед ударной волной значения средней температуры за фронтом ударной волны и светимости разогретого вещества будут вести себя другим образом - рис. 4.2 (верхняя панель). На рис. 4.2 (нижняя панель) показаны отклонения средней температуры от ожидаемого постоянного значения и отклонения светимости от ожидаемого закона $L \propto t^3$. Из рисунка хорошо видно, что средняя температура излучения гораздо менее подвержена влияниям скачков плотности: при отклонениях светимости от закона $L \propto t^3$ в 12 раз температура излучения меняется всего на фактор 1.5. Поэтому для качественного описания эволюции рентгеновского излучения вспышки СИ Жирафа 1998 г. мы будем в первую очередь опираться на наблюдаемое поведение температуры излучающей плазмы.

4.1. Влияние неоднородностей в профиле плотности звездного ветра на среднюю температуру и светимость излучающего вещества

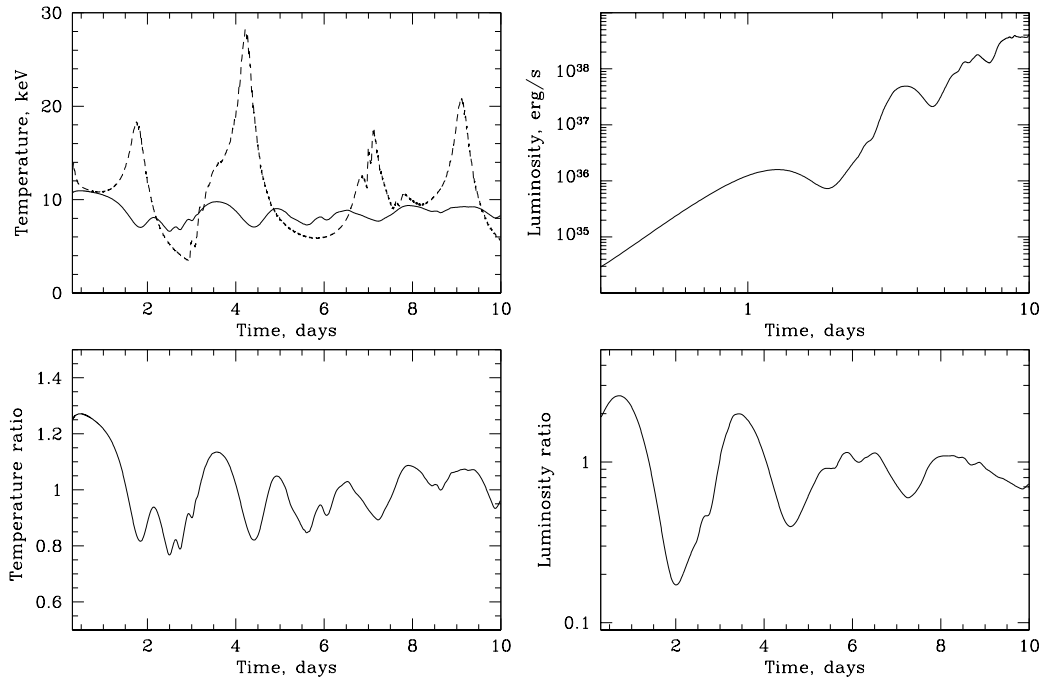


Рис. 4.2: Слева сверху - зависимость средней температуры вещества (сплошная линия) и температуры сразу за ударной волной (штриховая линия) при движении поршня с постоянной скоростью в среде с профилем плотности звездного ветра $n \sim \sin(r)$; слева внизу - отклонение средней температуры вещества от среднего значения; справа сверху - зависимость светимости от времени; справа внизу - отклонение светимости плазмы в этом расчете от закона $L = At^3$, ожидающегося в случае, если бы вещество перед ударной волной было распределено однородно.

4.2 Движение ударной волны по области с однородной плотностью звездного ветра

При движении поршня с постоянной скоростью по звездному ветру с постоянной плотностью температура вещества за ударной волной постоянная и слабо зависит от времени, если радиационное охлаждение вещества незначительно. На рис. 4.3 (слева) показаны профили температуры за ударной волной через 1.5 и 3 дня после взрыва¹ для начальной плотности среды $n = 10^9 \text{ см}^{-3}$. Радиационное охлаждение вещества при такой плотности мало, однако на 3-й день уже заметно понижение температуры вблизи внутренней границы из-за радиационных потерь. Зависимости средней температуры вещества за ударной волной (сплошная линия) и температуры вещества на ударной волне (штриховая линия) от времени в этом расчете показаны на рис.4.3 (справа). Теоретическое значение температуры на ударной волне равно 10.5 кэВ. Из рисунка видно, что в первые несколько дней средняя температура не сильно отличается от температуры на ударной волне и в первом приближении для оценки скорости ударной волны наблюдаемую температуру можно приравнять температуре на ударной волне.

Для наблюдаемой температуры $kT \sim 10 \text{ кэВ}$ в случае пренебрежимо малых радиационных потерь получаем скорость прямой ударной волны в начальный период разлета (до ~ 2 дней от начала взрыва) $D \sim 2900 \text{ км/с}$.

В свою очередь скорость сильной ударной волны перед сферическим поршнем в однородной среде определяется скоростью поршня как: $D \sim 1.1U$ (Седов, 1945). Следовательно скорость движения оболочки в нашем случае $U \sim 2630 \text{ км/с}$.

¹Рост температуры вблизи оболочки-поршня является численным эффектом (см., например, Нох, 1978), это – так называемый “энтропийный след” (Самарский, Попов, 1992)

4.3. Движение ударной волны по области с профилем плотности звездного ветра $\sim r^{-2}$

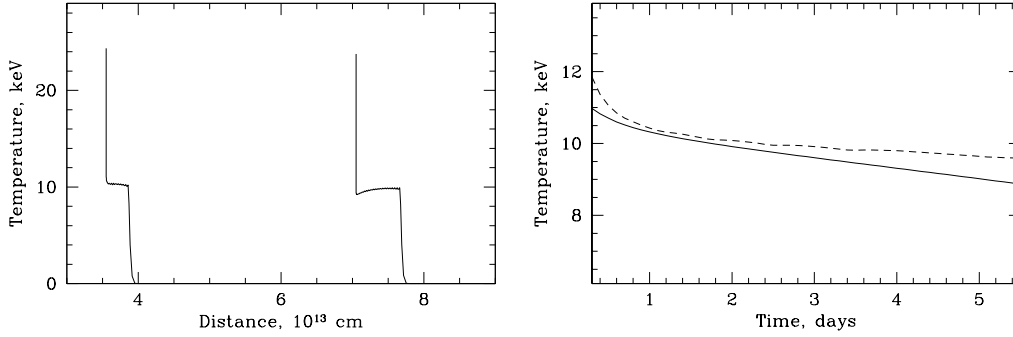


Рис. 4.3: Слева - профили температуры за ударной волной при движении оболочки с постоянной скоростью по среде с постоянной плотностью $n = 10^9 \text{ см}^{-3}$ через 1.5 и 3 дня от начала разлета оболочки; справа - зависимость средней температуры вещества (сплошная линия) и температуры на ударной волне (штриховая линия) от времени.

4.3 Движение ударной волны по области с профилем плотности звездного ветра $\sim r^{-2}$

При движении ударной волны с постоянной скоростью по среде с профилем плотности звездного ветра ($n_0 = 5 \times 10^{10} (r/5.1 \times 10^{11})^{-2} \text{ см}^{-3}$), профили температуры вещества за ударной волной через 1.5 и 3 дня после начала разлета оболочки имеют вид, показанный на рис. 4.4 (слева). Зависимости температур (на фронте ударной волны и средней) от времени имеют вид, показанный на рис. 4.4 (справа).

Хотя средняя температура в этом случае остается постоянной и используя наблюдаемое значение средней температуры излучения можно было бы определить скорость движения оболочки-поршня, однако другие наблюдаемые величины (например, абсолютная величина светимости разогретого вещества и ее зависимость от времени) в такой модели сильно противоречат наблюдениям. Кривая блеска, полученная при таком профиле плотности звездного ветра показана на рис. 4.5, видно, что светимость начинает падать практически сразу же, в то время как из наблюдений следует, что она растет первые ~ 0.75 дня.

Из этого расчета следует, что вблизи белого карлика профиль плотности звездного ветра должен отличаться от закона $n \sim r^{-2}$.

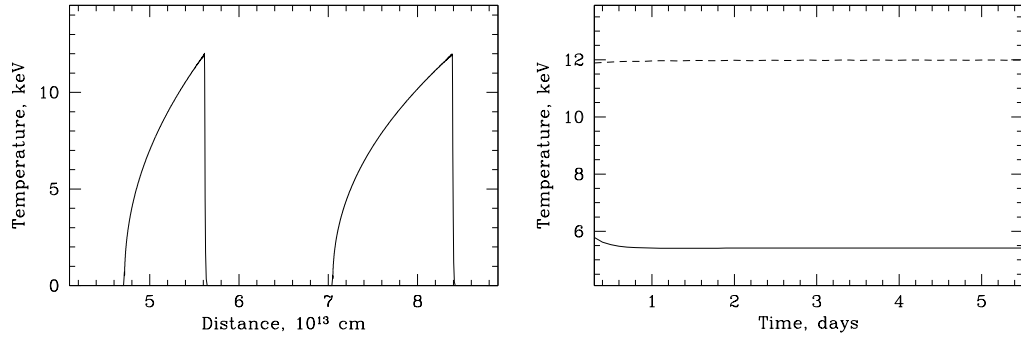


Рис. 4.4: Слева - профили температуры вещества за ударной волной при движении оболочки с постоянной скоростью в среде с плотностью $n \sim r^{-2}$ через 1.5 и 3 дня после взрыва; справа - зависимость средней температуры (сплошная линия) и температуры на ударной волне (штриховая линия) от времени.

4.4 Влияние радиационного охлаждения на соотношение средней температуры и температуры на ударной волне

Из рис. 3.4 следует, что плотность звездного ветра вблизи белого карлика может быть равной $n_0 \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$. При таких плотностях радиационное охлаждение играет существенную роль: оно уменьшает скорость ударной волны и приводит к развитию тепловой неустойчивости в веществе, прошедшем через ударную волну.

При движении оболочки с постоянной скоростью по среде с постоянной плотностью $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ профили температуры вещества за ударной волной через 2 и 3 дня после начала разлета оболочки имеют вид, показанный на рис. 4.6 (слева). В профиле температуры на 3-й день вблизи внутренней границы видна область, в ячейках которой радиационное охлаждение было отключено (полочка в профиле температуры). На рис. 4.6 (справа) показана зависимость температуры сразу за ударной волной (штриховая линия) и средней температуры (сплошная линия) от времени. Из этого рисунка видно, что при интенсивном радиационном охлаждении вещества за ударной волной его средняя температура сильно падает даже при постоянной скорости движения поршня. Такое поведение средней температуры противоречит наблюдаемому, из которого

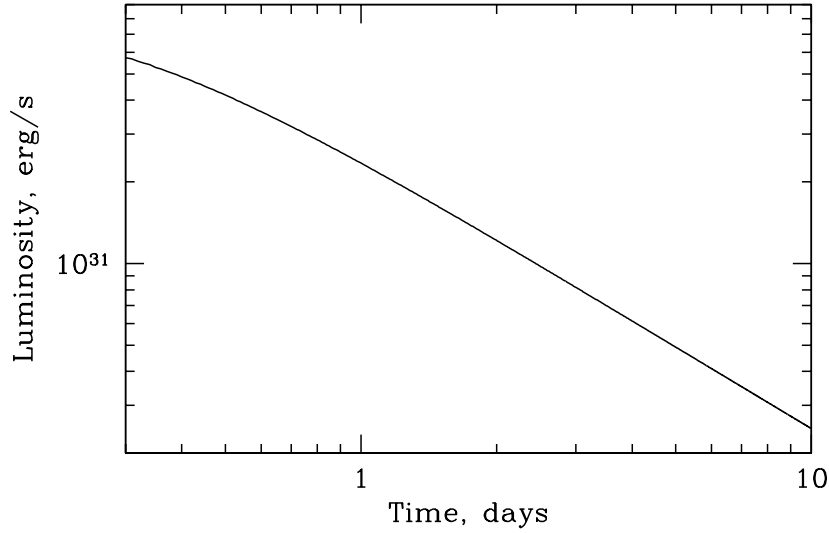


Рис. 4.5: Зависимость светимости от времени при движении ударной волны с постоянной скоростью по веществу с профилем плотности $n \sim r^{-2}$.

следует, что первые 2 дня температура излучающего вещества практически не менялась (см. рис. 1.4) .

Следовательно мы можем поставить ограничение на плотность вещества звездного ветра вблизи белого карлика: $n_0 < 10^{10} \text{ см}^{-3}$ в предположении, что оболочка не ускоряется. Интересно отметить, что полученное ограничение на плотность вещества звездного ветра вблизи белого карлика согласуется с оценками плотности из значения светимости источника (см. ниже).

4.5 Фаза роста кривой блеска

На рис. 1.4 штриховой линией показана аппроксимация нарастания наблюдаемого потока (в диапазоне энергий 3-20 кэВ) моделью $\propto t^3$. Наблюдаемый рост светимости источника хорошо описывается законом $L_{3-20\text{keV}} \sim (1.1 \pm 0.1) \times 10^{22} t_{\text{sec}}^3 d_{2\text{kpc}}^2$, где $d_{2\text{kpc}} = d/2$ кпк.

Из наших расчетов следует, что до тех пор пока оболочка движется с постоянной скоростью в среде с постоянной плотностью, а радиационное охлаждение нагретого вещества мало, температура вещества после прохождения ударной волны остается примерно постоянной, следовательно

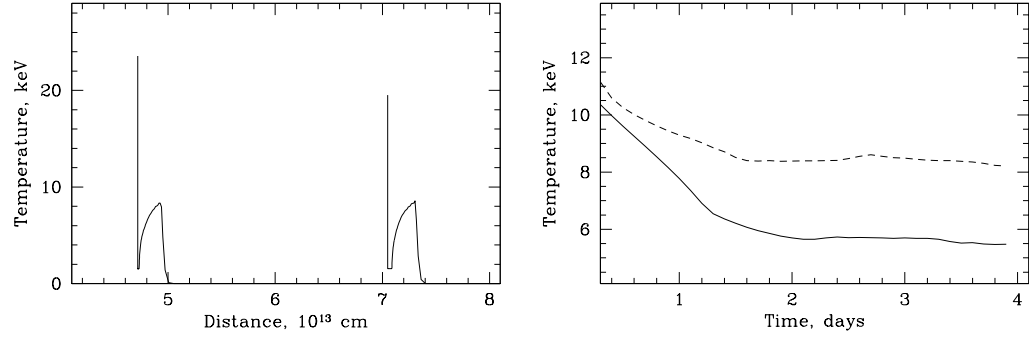


Рис. 4.6: Слева - профили температуры за ударной волной, при движении оболочки с постоянной скоростью по среде с постоянной плотностью $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ через 2 и 3 дня от начала разлета оболочки В профиле температуры на 3 день видна полочка, которая образована ячейками с выключенным радиационным охлаждением; справа - зависимость средней температуры вещества за ударной волной (сплошная линия) и температуры на ударной волне (штриховая линия) от времени.

но поток излучения растет просто как мера эмиссии горячей плазмы $L \propto n^2 V \propto r^3$, что в случае постоянной скорости движения поршня (и, следовательно, ударной волны) дает:

$$L = \Lambda \frac{4\pi}{3} (D^3 - U^3) t^3,$$

где D – скорость движения ударной волны, U – скорость движения поршня.

Таким образом, можно сказать, что наблюдаемое поведение светимости источника свидетельствует в пользу того, что в этот период времени ударная волна в двойной системе двигалась по веществу с постоянной плотностью. Следовательно, можно сделать оценку средней плотности межзвездной среды вблизи белого карлика. При температуре $kT = 10$ кэВ излучательная способность плазмы равна $\Lambda_{3-20 \text{ кэВ}} = 3.4 \times 10^{-24}$ эрг $\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$ (значение приведено к полному числу частиц исходя из принятого обилия) и теоретическая зависимость светимости от времени имеет вид $L_{3-20 \text{ кэВ}} = 93 n_1^2 U_{2700}^3 t_{sec}^3$, где n_1 в см^{-3} , $U_{2700} = U/2700$ км/с. Отсюда следует, что:

$$n_0(r < r_c) \sim 8.6 \times 10^9 d_{2kpc} U_{2700}^{-3/2} \text{ см}^{-3}.$$

Для диапазона расстояний 1.1-1.9 кпк, измеренном в работе Барсуковой

и др. (2006), возможный диапазон плотностей вблизи белого карлика равен $(4.8 - 8) \times 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Время, прошедшее с начала вспышки до момента, на котором достигается пик светимости источника, позволяет сделать оценку расстояния, до которого плотность вещества звездного ветра остается примерно постоянной: $r_c = D t_{\text{peak}} \sim 1.9 \times 10^{13} (t_{\text{peak}}/0.75 \text{ дня}) D_{3000}$, где $D_{3000} = D/3000 \text{ км/с}$. Это значение согласуется со значением r_c , полученным из анализа размеров двойной системы (см. главу 3.3) при угле наклона орбиты $\sin i \sim 0.3 - 0.4$.

Глава 5

Движение выброшенного вещества на поздних этапах разлета

Через ~ 2 дня от начала вспышки температура излучения начинает падать (рис. 1.4).

Падение температуры может происходить по нескольким причинам:

- в результате перехода ударной волны в область с падающей плотностью межзвездной среды при постоянной скорости движения поршня-оболочки;
- в результате замедления движения оболочки-поршня. В этом случае ударная волна переходит в фазу Седова (режим движения ударной волны, сформированной в результате мгновенного точечного взрыва).

5.1 Движение ударной волны по области со спадающей плотностью

При движении оболочки с постоянной скоростью и переходе ударной волны из среды с постоянной плотностью в среду с падающей плотностью характер поведения температуры излучающей плазмы изменяется. Несмотря на то, что температура плазмы сразу за фронтом ударной волны увеличивается, так как скорость ударной волны в среде с профилем плотности $n \sim r^{-2}$ зависит от скорости поршня как $D = 1.19U$ (Седов, 1945; Паркер, 1963), средняя температура излучения будет падать за счет

адиабатического охлаждения. Типичные профили температур плазмы за ударной волной при малых радиационных потерях в этом случае показаны на рис. 5.1 (слева). На рис. 5.1 (справа) показан начальный профиль плотности звездного ветра.

Мы сделали расчеты движения оболочки-поршня с постоянной скоростью по среде с профилем плотности, показанным на рис. 5.1, но зафиксировав радиус перехода постоянной плотности в падающую на $r_c = 1.9 \times 10^{13}$ см. Ввиду неопределенности расстояния до источника, полученная в главе 4.5 оценка плотности звездного ветра вблизи белого карлика не является окончательной величиной, поэтому ниже мы рассмотрели несколько значений n_0 : 10^9 см $^{-3}$, 5×10^9 см $^{-3}$, 10^{10} см $^{-3}$. Зависимости средней температуры излучающего вещества от времени, полученные в этих расчетах, показаны на рис. 5.2.

Из рисунка видно, что движение поршня с постоянной скоростью в таком профиле плотности звездного ветра приводит к тому, что средняя температура на поздних этапах разлета после некоторого спада снова выходит на постоянное значение. Таким образом, модель с постоянной скоростью движения оболочки не позволяет описать наблюдаемое поведение температуры на поздних этапах разлета, следовательно к этому времени оболочка-поршень должна начать замедляться, при этом ударная волна перейдет в фазу Седова.

Из рисунка так же следует, что сильное радиационное охлаждение (кривые для плотности $n_0 = 10^{10}$ см $^{-3}$) противоречит наблюдениям и при такой конфигурации плотности.

5.2 Движение ударной волны в режиме Седова

В режиме Седова движение ударной волны перестает зависеть от движения оболочки-поршня: скорость ударной волны падает со временем по закону $D \sim t^{-3/5}$ в случае однородного распределения плотности окружающей среды и по закону $D \sim t^{-1/3}$ в случае падающей ($n \propto r^{-2}$) плотности среды (Седов, 1981); следовательно, температура плазмы сразу за фронтом ударной волны зависит от времени как $T \propto t^{-6/5}$ и $T \propto t^{-2/3}$ соответственно, при условии, что радиационные потери вещества за ударной волной малы.

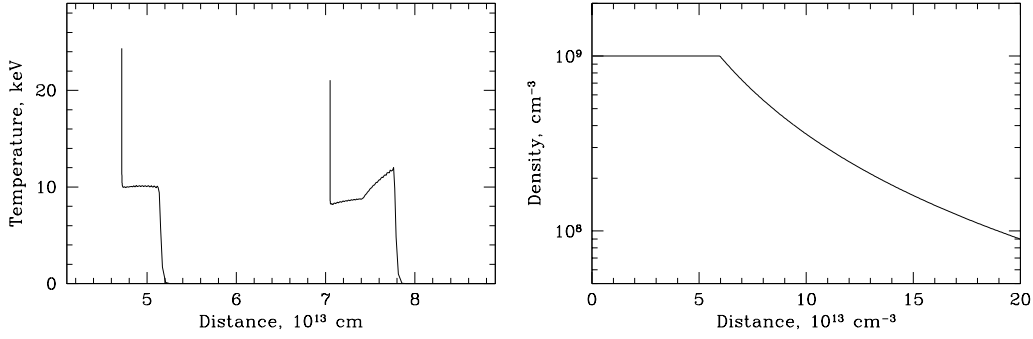


Рис. 5.1: Слева - профили температуры звездного ветра при движении ударной волны с постоянной скоростью в области с постоянной плотностью межзвездной среды (через 2 дня после взрыва) и в области, где плотность падает по закону $n \propto r^{-2}$ (через 3 дня после взрыва); справа - профиль плотности межзвездной среды в начальный момент времени.

Рассчитанные зависимости средней температуры разогретого вещества и температуры на ударной волне от времени для движения ударной волны в фазе Седова в среде с падающей плотностью $n_0 = 5 \times 10^{10} (r/2.1 \times 10^{11})^{-2} \text{ cm}^{-3}$ приведены на рис. 5.3. Энергия взрыва была задана равной 5.77×10^{40} эрг. Полученный показатель степени в зависимости средней температуры от времени $T \sim t^{-0.6}$ близок как к показателю степени для температуры на ударной волне $T \sim t^{-0.66}$, так и к наблюдаемому закону $T \sim t^{-0.7-0.6}$ на 4-10-й день после взрыва. Следовательно, мы можем сделать вывод, что на 4-10-й день после начала разлета оболочки ударная волна в системе СИ Жирафа перешла в фазу Седова.

Сравнение наблюдаемой зависимости средней температуры излучающего вещества в этом режиме с модельной позволяет оценить энергию взрыва. Пока под энергией взрыва подразумевается кинетическая энергия вылетевшей оболочки, а в параграфе 5.4 это понятие будет уточнено. Скорость ударной волны в фазе Седова по среде с плотностью $n_0 = A_1/r^2$ определяется выражением:

$$D = \frac{2}{3} \left(\frac{E}{A\alpha} \right)^{1/3} t^{-1/3},$$

где E - энергия взрыва, $\alpha = 2.1$ (Бук, 1994), коэффициент $A = A_1 \mu m_p \sim 10^{11} n_9 r_{c,13}^2 \text{ г см}^{-1}$, где $n_9 = n_0/10^9 \text{ см}^{-3}$, $r_{c,13} = r_c/10^{13} \text{ см}$.

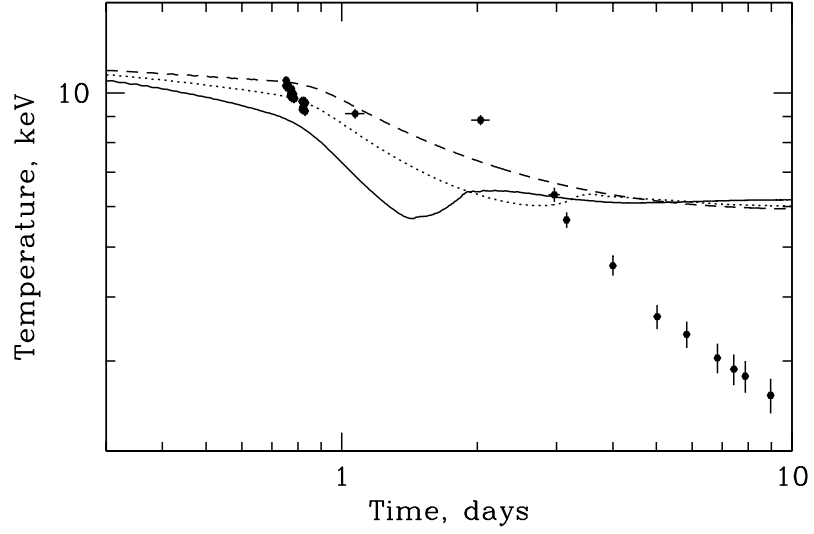


Рис. 5.2: Зависимости средней температуры от времени при различных начальных плотностях звездного ветра вблизи белого карлика: штриховая линия - 10^9 см^{-3} , пунктирная линия - $5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, сплошная линия - 10^{10} см^{-3} . Скорость поршня поддерживалась постоянной ($U = 2700 \text{ км/с}$). Граница перехода постоянной плотности в падающую: $r_c = 1.9 \times 10^{13} \text{ см}$. Точками показаны наблюдаемые данные.

Зависимость температуры на ударной волне от времени имеет вид:

$$T_{keV} = 1.6 \times 10^{-20} \left(\frac{E_{erg}}{A} \right)^{2/3} t_{days}^{-2/3}.$$

Из расчетов, приведенных в этом параграфе, следует, что средняя по потоку температура вещества за ударной волной меньше, чем на самой ударной волне, но их отношение имеет приблизительно одинаковое значение 1 : 1.3 (здесь мы предполагаем, что радиационные потери в плазме незначительны). Наблюдаемую зависимость температуры излучения от времени на 4-й день после взрыва можно аппроксимировать зависимостью $T_{keV} \sim 11.1 t_{days}^{-2/3}$ (показана на рис. 5.3 штриховой линией), следовательно, необходимая энергия взрыва равна:

$$E \sim 2.65 \times 10^{42} n_9 r_{c,13}^2 \text{ эрг.}$$

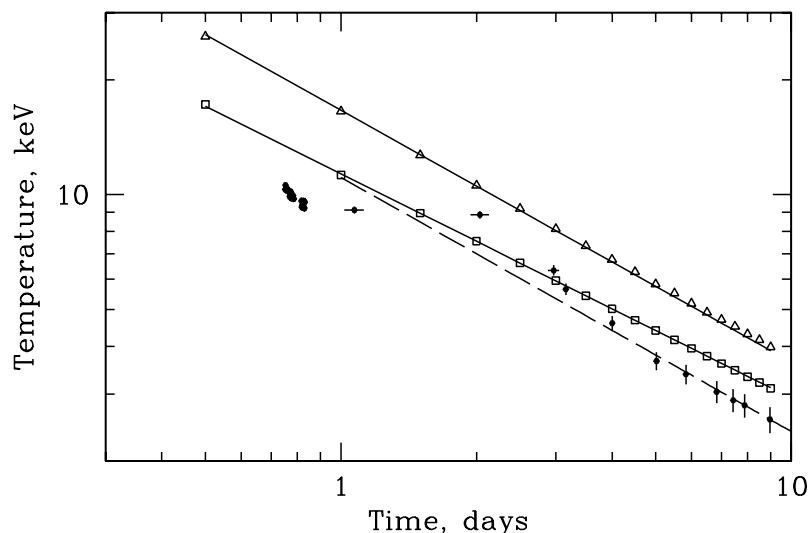


Рис. 5.3: Зависимости температуры плазмы сразу за фронтом ударной волны (пустые треугольники, сплошная линия - закон $T \sim t^{-0.66}$) и средней температуры излучения (пустые квадраты, сплошная линия - закон $T \sim t^{-0.6}$) от времени при движении ударной волны в фазе Седова в среде с плотностью $n \propto r^{-2}$. Кружками показаны наблюдаемые данные. Штриховой линией показана зависимость $T_{keV} \sim 11.1 t_{days}^{-0.66}$.

5.3 Оценка массы вылетевшей оболочки

В предыдущих главах было показано, что:

- постоянную среднюю температуру излучающего вещества в первые 1-2 дня после начала разлета оболочки можно получить при движении оболочки-поршня с примерно постоянной скоростью.
- на поздних этапах взрыва (на $\sim 4-10$ день от начала взрыва) движение ударной волны в звездном ветре переходит в режим Седова.

Переход ударной волны в режим Седова происходит тогда, когда оболочка-поршень передает окружающему веществу значительную часть своей кинетической энергии и, следовательно, сильно тормозится. В предположении однородного распределения вещества межзвездной среды с плотностью n_0 можно оценить в первом приближение как зави-

сит время τ_S перехода ударной волны в фазу Седова от массы оболочки:

$$M_{ej} \sim \frac{4}{3}\pi(D\tau_S)^3\mu m_p n_0,$$

т.е.

$$\tau_S \sim 1.7M_{ej,-6}^{1/3}n_{5e9}^{-1/3}(D_{3000})^{-1}\text{дня},$$

где $M_{ej,-6} = M_{ej}/10^{-6}M_\odot$ – масса оболочки, $n_{5e9} = n_0/(5 \times 10^9) \text{ см}^{-3}$ – плотность невозмущенного вещества звездного ветра, $D_{3000} = D/3000 \text{ км/с}$ – скорость движения ударной волны.

Однако, во-первых, из оценок, полученных в параграфе 4.5, следует, что область с постоянной плотностью ударная волна проходит за первые 0.75 дня, потом плотность звездного вещества падает, следовательно, эффективность торможения оболочки уменьшается; во-вторых, необходимо знать, как ведет себя средняя температура при торможении оболочки, поэтому мы провели численные расчеты для разных масс оболочки, в которых ее скорость задавалась в начальный момент времени, а потом она свободно разлеталась, т.е. оболочка меняла свою скорость лишь в результате взаимодействия со средой. Плотность звездного ветра вблизи белого карлика задавалась равной $n_0 = 5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, а радиус перехода постоянной плотности в падающую брался равным $r_c = 1.9 \times 10^{13} \text{ см}$. Из этих расчетов следует (рис. 5.4), что оболочка с массой $M_{ej} > 5 \times 10^{-6}M_\odot$, необходимой для того, чтобы оболочка летела с постоянной скоростью в начальный период разлета, не успевает достаточно затормозиться на поздних этапах, а оболочка с меньшей массой начинает замедляться сразу же, приводя к падению средней температуры излучения сразу после взрыва. Для примера на рис. 5.4 показаны зависимости средней температуры от времени для масс оболочки $M_{ej} = 5 \times 10^{-6}M_\odot$ и $M_{ej} = 10^{-6}M_\odot$. Следовательно, мы можем сделать вывод, что в начальный период разлета скорость оболочки поддерживается не за счет ее массы, а в результате дополнительного давления со стороны белого карлика. Можно ожидать, что это – давление излучения вещества, продолжающего гореть на поверхности белого карлика.

Для того чтобы давление излучения имело возможность эффективно поддерживать скорость разлета оболочки в первые 1.5-2 дня постоянной, необходимо, чтобы оптическая толщина оболочки была значительно больше единицы. Если предположить, что температура оболочки $\sim 10^5 - 10^6$

5.4. Модели наилучшей аппроксимации наблюдаемой зависимости температуры излучения от времени

К, то сечение поглощения будет определяться поглощением не полностью ионизованных тяжелых элементов, которые существенно увеличивают сечение поглощения по сравнению со значением для рассеяния на свободных электронах. Мы не можем сделать точные оценки сечения поглощения в веществе оболочки, поскольку неизвестны его химический состав и его степень ионизации, но можем оценить значение сечения поглощения фотонов, необходимое для просветления оболочки массой $M_{ej} = 10^{-6}M_{\odot}$ через 1.5 дня после взрыва. Если оболочка расширяется сферически-симметрично, заполняя объем однородной плотностью n , тогда

$$M_{ej} \sim \frac{4\pi}{3} R^3 n \mu t_p.$$

Учитывая, что $\tau \sim n\sigma R \sim 1$, получаем:

$$M_{ej} \sim \frac{4\pi}{3\sigma} R^2 \mu t_p$$

Через 1.5 дня оболочка, двигаясь со скоростью $U = 2700$ км/с, пройдет расстояние $R \sim 3.5 \times 10^{13}$ см и просветлится в случае, если сечение фотопоглощения в веществе порядка $\sigma \sim 2 \times 10^{-24}$ см².

5.4 Модели наилучшей аппроксимации наблюдаемой зависимости температуры излучения от времени

Для того чтобы описать наблюдаемую зависимость средней температуры от времени наилучшим образом, необходимо предположить, что средняя плотность вещества звездного ветра вокруг белого карлика остается постоянной вплоть до расстояния, которое ударная волна проходит за ~ 2 дня, т.е. $r_c = 5.2 \times 10^{13} D_{3000}$ см. На рис. 5.5 (слева) показаны модели наилучшей аппроксимации для $r_c = 5.2 \times 10^{13}$ см и двух значений плотности вещества вблизи белого карлика: $n_0 = 10^9$ см⁻³ - штриховая линия, $n_0 = 5 \times 10^9$ см⁻³ - сплошная линия. Однако не вдаваясь в подробное описание этих моделей, сразу скажем, что такое значение r_c возможно лишь при малых углах наклона орбиты ($\sin i < 0.1$). Кроме того, основным недостатком этих моделей в том, что такое распределение плотности

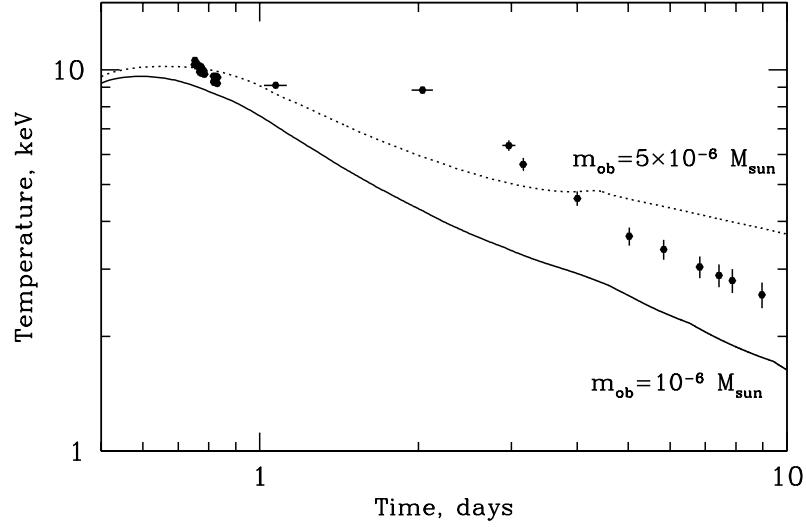


Рис. 5.4: Зависимости средней температуры от времени при разлете оболочек разных масс. Оболочка разлеталась свободно с самого начала вспышки (см. текст).

приводит к росту рентгеновской светимости по закону $L \propto t^3$ примерно до такого же времени (2 дня с начала разлета оболочки), что противоречит наблюдаемым данным (рис. 5.5, справа), из которых следует, что светимость достигает максимума через ~ 0.75 дня от начала вспышки. Поэтому в дальнейшем мы предполагаем, что область приблизительно постоянной плотности вещества звездного ветра вокруг белого карлика простирается до $r_c = 1.9 \times 10^{13}$ см, после чего спадает по закону $n \propto r^{-2}$.

Неопределенность в оценке плотности звездного ветра n_0 вблизи белого карлика и неопределенность во времени движения оболочки под действием внешней силы приводит к тому, что несколько моделей с разными массами оболочки одинаково хорошо описывают наблюдаемую зависимость средней температуры от времени (рис. 5.6). Параметры моделей приведены в таблице; в качестве начальных условий в расчетах задавалась плотность звездного ветра вблизи белого карлика n_0 , масса оболочки M_{ej} и время толкания оболочки Δt . В таблице также приведены значения кинетической энергии оболочки E_{ej} и полной энергии звездного ветра за ударной волной E_{sw} на момент прекращения действий внешней силы и теоретическая оценка энергии взрыва через наблюдае-

5.4. Модели наилучшей аппроксимации наблюдаемой зависимости температуры излучения от времени

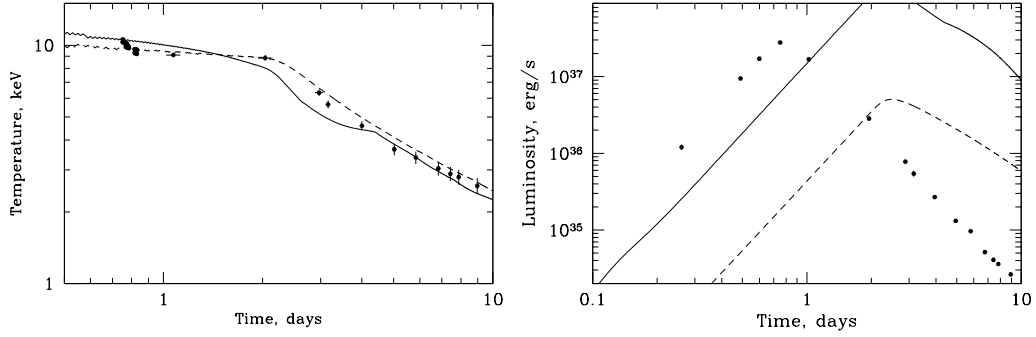


Рис. 5.5: Слева - зависимости средней температуры от времени при разлете оболочки в среде с $r_c = 5.2 \times 10^{13}$ см. Сплошной линией показана зависимость для $n_0 = 5 \times 10^9$ см $^{-3}$, штриховой линией - для $n_0 = 10^9$ см $^{-3}$; справа - зависимости светимости от времени.

Таблица 5.1: Параметры моделей, наилучшим образом описывающие наблюдаемые данные.

Номер модели	Δt , дни	n_0 , 10^9 см $^{-3}$	M_{ej} , M_\odot	E_{ej} , 10^{43} эрг	E_{sw} , 10^{43} эрг	E_{sedov} , 10^{43} эрг
1	1.5	5	2.85×10^{-7}	2	3.3	4.8
2	1	5	10^{-6}	8	1.7	4.8
3	1.5	8	10^{-6}	8	5	7.7

мую температуру в фазе замедления оболочки E_{sedov} . В этих моделях под энергией взрыва подразумевается кинетическая энергия оболочки и полная энергия вещества за ударной волной на момент, когда оболочка перестает испытывать воздействие внешней силы. Скорость движения оболочки в начальный период разлета была равна $U = 2700$ км/с.

Из таблицы видно, что в модели 1 кинетическая энергия оболочки меньше, чем полная энергия вещества за ударной волной, соответственно она не является основным источником энергии ударной волны на поздних этапах. Уменьшение массы оболочки в этой модели будет приводить к незначительному изменению средней температуры в режиме Седова, поэтому полученное значение массы оболочки является скорее верхним пределом в данном случае.

Из рисунка видно, что качественных различий в описании средней

температуры от времени этими моделями нет. Тем не менее маленькая масса оболочки усложняет возможность ее движения под действием внешней силы в течении 1.5 дней из-за быстрого просветления. Поэтому мы остановимся на диапазоне возможных значений масс оболочки $M_{ej} \sim 10^{-7} - 10^{-6} M_{\odot}$.

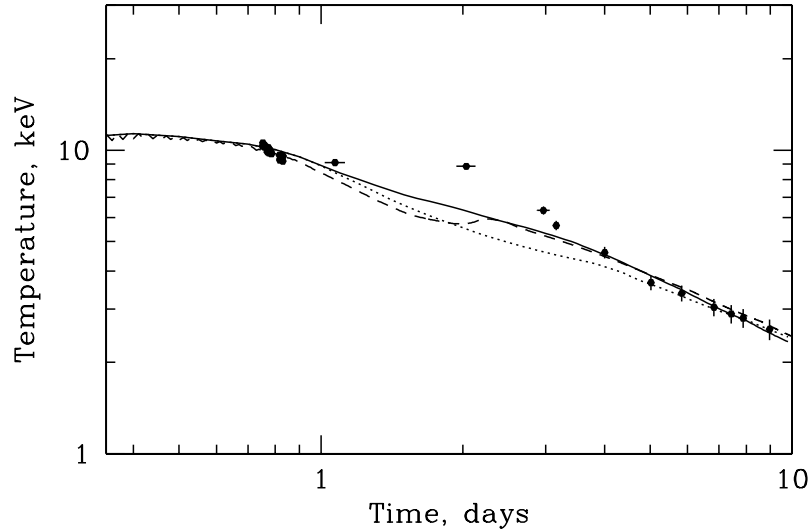


Рис. 5.6: Зависимости средней температуры от времени для моделей с различными начальными условиями. Сплошная линия - модель 1, пунктирная линия - модель 2, штриховая линия - модель 3. Описание моделей приведено в тексте. Точками показаны наблюдаемые данные.

5.5 Движение оболочки с ускорением

Переход ударной волны через 0.75 дня после вспышки в область с падающей плотностью приводит к падению средней температуры и расхождению рассчитанной и наблюдаемой температуры на 2 день разлета оболочки. Для того чтобы попытаться устранить это расхождение, мы сделали расчеты с ускоряющимся движением оболочки, из которых следует, что для поддержания постоянной температуры в течение первых двух дней необходимо увеличить скорость оболочки в ~ 2 раза ко второму дню разлета, но эта мера приводит к тому, что на поздних этапах

разлета средняя рассчитанная температура оказывается намного больше наблюдаемой. На рис. 5.7 сплошной линией показана зависимость средней температуры от времени для модели со следующими параметрами: плотность звездного ветра вблизи белого карлика $n_0 = 5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ ($r_c = 1.9 \times 10^{13} \text{ см}$), скорость оболочки первые 0.8 дня поддерживалась постоянной и равной $U = 2700 \text{ км/с}$, после чего скорость начала увеличиваться таким образом, что ко второму дню она стала в 2 раза больше, чем на момент начала ускорения, после 2-ого дня оболочка летела свободно, при этом масса оболочки после начала ее свободного разлета не влияла на движение ударной волны. Из этих расчетов следует вывод, что отсутствие ускорения оболочки в наших расчетах не является причиной расхождения в температурах на 2-ой день разлета.

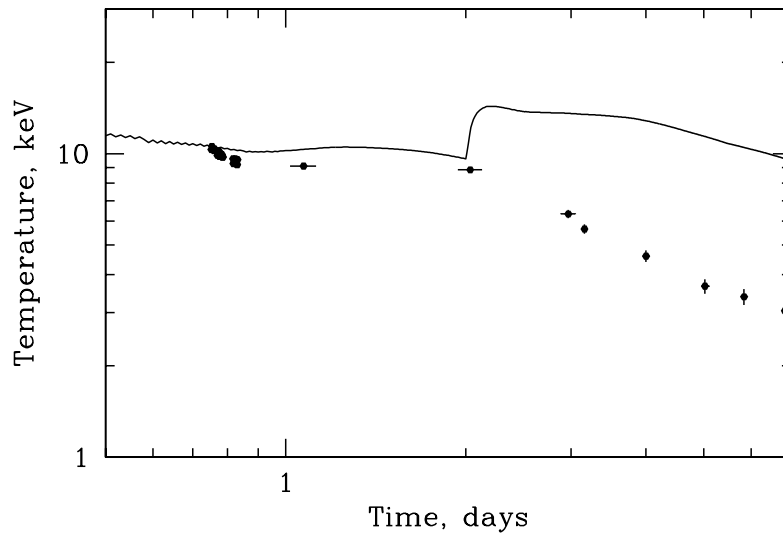


Рис. 5.7: Зависимости средней температуры от времени в случае движения оболочки с ускорением (см. текст). Точками показаны наблюдаемые данные.

5.6 Светимость системы СИ Жирафа во время вспышки

Зависимости светимости от времени для моделей 1,2,3 показаны на рис. 5.8.

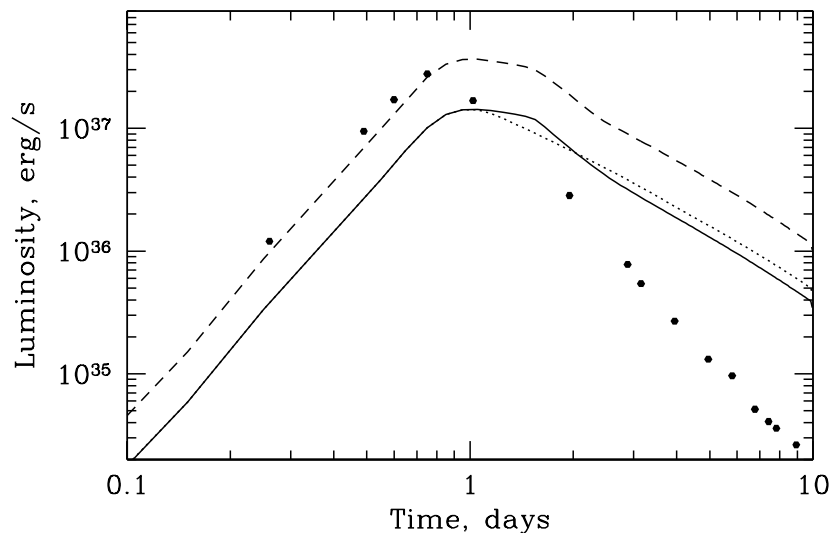


Рис. 5.8: Зависимости светимости от времени для различных начальных условий. Сплошная линия - модель 1, пунктирная линия - модель 2, штриховая линия - модель 3. Описание моделей приведено в тексте. Точками показаны наблюдаемые данные.

Расхождение рассчитанной и наблюдаемой 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. А расхождение в зависимостях светимости от времени в фазе спада можно объяснить тем, что поведение светимости во время вспышки гораздо более подвержено вариациям плотности среды, чем поведение температуры излучения. Поэтому, скорее всего, неполное согласие между модельной и наблюдаемой зависимостями светимости связано с особенностями реального распределения плотности звездного ветра в двойной системе, которые на данный момент нам неизвестны и которые 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. Диск с постоянным углом раствора лишь уменьшит нормировку светимости, но качественно картину поведения светимости не изменит. Однако если диск имеет постоянную толщину (см., например, Игнасе и др., 1996), то спад светимости во время вспышки будет более быстрый.

На рис.5.9 показаны зависимости светимости системы от времени для движения ударной волны в среде со сферически-симметричным распределением плотности вокруг белого карлика и в предположении, что в фазе спада кривой блеска основной вклад в излучение дает плотное вещество в форме диска с постоянной толщиной.

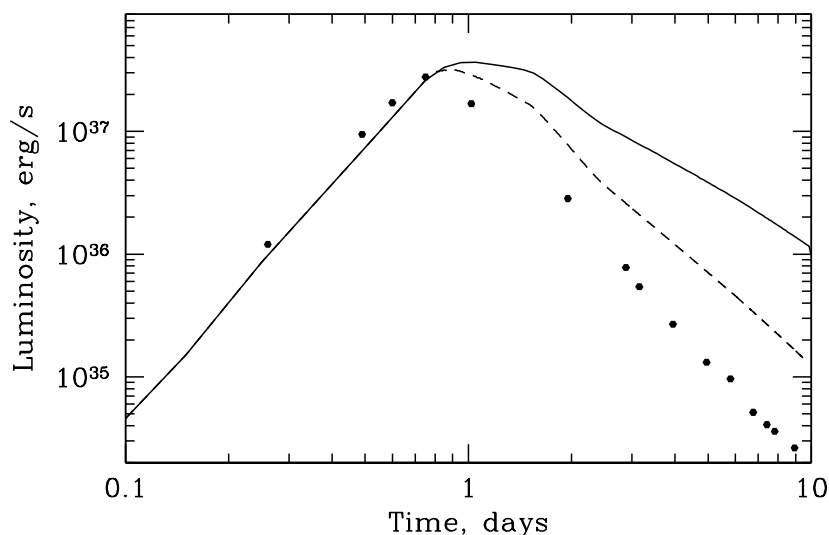


Рис. 5.9: Зависимости светимости системы от времени для сферически-симметричного звездного ветра (сплошная линия), и звездного ветра в виде плотного диска постоянной толщины (штриховая линия). Точками показана наблюдаемая светимость.

Светимость в фазе спада для случая дискового ветра на данном рисунке оценена лишь качественно (нормировка кривой блеска в фазе спада подобрана так, чтобы значения светимости в максимуме кривой блеска совпали со значением из кривой блеска на фазе роста), в предположении, что зависимость температуры от времени не изменяется по сравнению

со сферически-симметричным случаем.

Глава 6

Влияние обратной ударной волны на параметры рентгеновского излучения во время вспышки СІ Жирафа

При разлета оболочки в ней самой также будет формироваться ударная волна (либо сначала обратная волна разрежения, которая по мере разлета оболочки перейдет в обратную ударную волну) (Филишова и др., 2009), которая, вообще говоря, также может нагревать вещество до высоких температур. Например, из аналитических расчетов, сделанных в работах Шевалье (1982), Надежина (1985), следует, что при взаимодействии выброшенного вещества со средой с постоянной плотностью, температура за обратной ударной волной, при показателе степени в профиле плотности выброшенного вещества порядка 6-8, может быть меньше температуры на прямой ударной волне лишь в $\sim 2 - 4$ раза.

Схематическое изображение системы ударных волн, возникающих в результате взаимодействия выброшенного вещества с околзвездной средой, приведено на рис. 3.5 (внешняя граница оболочки является контактным разрывом). Вообще говоря, момент формирования и закон движения обратной ударной волны зависят от распределения скорости вещества и давления внутри оболочки, однако законченной модели, последовательно описывающей эволюцию профилей этих параметров в выброшенном в результате взрыва Новой веществе, в настоящий момент не существует, (см., например, обзор теоретических моделей в работе Фри-

дунга, 2002). Исходя из численных расчетов и сравнения их с наблюдаемыми данными при взрыве Новой предполагается два механизма выброса вещества в начальный момент времени: под действием теплового давления и с помощью ударной волны. Подробное рассмотрение последствий выброса вещества с помощью этих механизмов приведено в работе Спаркса (1969), в которой показано, что при разлете под действием давления оболочка имеет очень маленький градиент скоростей вещества в ней, а при выбросе вещества под действием ударной волны оно разлетается с сильным градиентом скоростей. На более поздних этапах разлета, после максимума блеска новой в оптическом диапазоне, выброс вещества происходит в режиме оптически толстого ветра (Като, Хачису, 1994; Хаушильд и др., 1994). Существуют также теории, предсказывающие, что вскоре после максимума блеска в оптическом диапазоне, слои оболочки, расположенные ближе к белому карлику, имеют более высокие скорости, чем внешние слои (МакЛаухлин и др., 1947, 1964).

Пример возможного развития взрыва Новой приведен в работе Приальник (1986), где были сделаны расчеты полного цикла эволюции взрыва от фазы аккреции до ее возобновления; при этом условия для формирования ударной волны в оболочке были выполнены. Согласно этим расчетам в первые полчаса (~ 2000 с) после термоядерного взрыва фотосфера белого карлика увеличивается до $\sim 10R_{\odot}$ за счет выхода ударной волны на поверхность оболочки. За последующие ~ 4 часа оболочка расширяется еще больше за счет радиационного давления с поверхности белого карлика, при этом поток излучения от системы в оптическом диапазоне достигает своего максимума. Из наблюдений следует, что характерное значение времени 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 (Шварц и др. (2001) и ссылки там же). В этот момент, согласно расчетам, внешние слои оболочки расширяются с постоянными скоростями, растущими к внешней границе и достигающими на ней значения ~ 3800 км/с. Эта часть оболочки перестает быть связанной с белым карликом и расширяется по инерции, взаимодействуя лишь с околозвездной средой. Оставшаяся часть оболочки сначала сжимается под действием гравитационной силы, а через некоторое время опять начинает разлетаться под действием радиационного давления в режиме оптически толстого ветра.

На зависимость температуры вещества за обратной ударной волной

(ОУВ) от времени влияет много факторов, которые на сегодняшний день точно неизвестны, например: профиль плотности вещества в оболочке; разлетается ли оболочка, имея конечную толщину, или непрерывно заполняет все пространство до белого карлика.

6.1 Начальные условия

Для расчетов обратной ударной волны использовались следующие начальные условия. В начальный момент времени внешняя граница оболочки помещалась на расстояние 10^{12} см. Плотность околозвездной среды задавалась следующим образом: $n_0 = 8 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ при $r < r_c$, $n_0 \sim r^{-2}$ при $r > r_c$. Начальный размер ячеек был равным $\Delta r = 10^{10}$ см.

6.2 Влияние температуры вещества в оболочке на рассчитываемые параметры

Температура или давление вещества в оболочке являются параметром, который, вообще говоря, способен влиять на формирование и распространение ударных волн после распада произвольного разрыва (столкновения выброшенного вещества с внешней средой).

Для того чтобы понять, какое распределения температуры и давления имеет вещество в выброшенной оболочке, можно обратиться к реальным наблюдениям классических Новых. На сегодняшний день известны 2 вспышки Новых (Суг 1992, ЛМС 1991), которые наблюдались до момента достижения максимума блеска в оптическом диапазоне и для которых были проведены измерения температур излучения. Однако эффективная температура излучения, полученная при таком анализе наблюдений, не является хорошим показателем физической температуры в оболочке (Хаушильд и др., 1994; Шварц и др., 2001). Тем не менее, поскольку максимум излучения вещества оболочки приходится на ультрафиолетовую область спектра, можно утверждать, что температура вещества по порядку величины не превышает ~ 0.1 кэВ.

Для того чтобы ответить на вопрос, как влияет температура вещества в оболочке на распространение ударных волн, мы сделали расчеты со следующими начальными параметрами вещества в оболочке: плотность постоянна по радиусу (масса оболочки была равна $10^{-6} M_\odot$), ско-

рость постоянна и равна 2700 км/с, и рассмотрели несколько значений температур - 10^3 К, 10^4 К и 10^6 К.

На рис. 6.1 (слева) показаны профили температуры вещества в оболочке и звездном ветре на 0.8 дня после начала разлета: пунктирная линия соответствует $T = 10^6$ К, штриховая - $T = 10^4$ К, сплошная - $T = 10^3$ К. Из рисунка следует, что ожидаемый диапазон температур вещества в оболочке слабо влияет на динамику распространения и силу прямой ударной волны, а также приводит к не принципиальным различиям в зависимости средней температуры излучения вещества от времени (рис.6.1, справа). Поэтому в дальнейшем в расчетах начальная температура вещества в оболочке задавалась постоянной и равной 10^4 К, если это не обговаривалось отдельно.

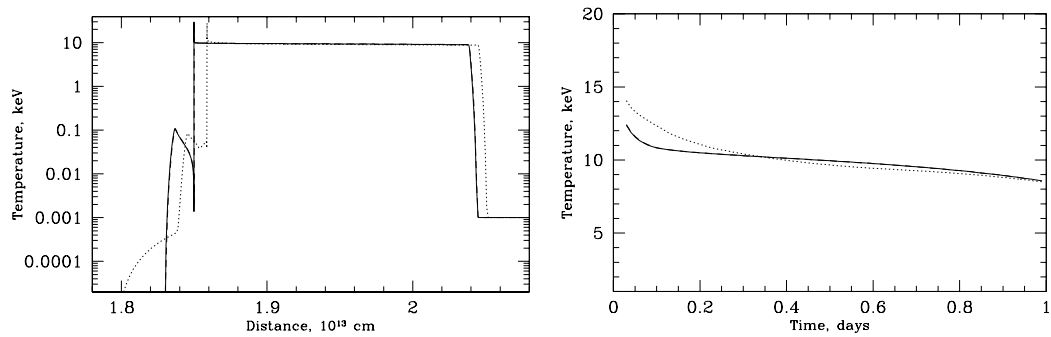


Рис. 6.1: Слева - профили температуры в оболочке и звездном ветре на 0.8 дня после взрыва для различных начальных температур вещества в оболочке: сплошная линия - 10^3 К, штриховая линия - 10^4 К, пунктирная линия - 10^6 К. Справа - зависимость средней температуры от времени для этих случаев.

6.3 Переход обратной волны разрежения в обратную ударную волну

Взаимодействие выброшенной оболочки с околосредой может привести к формированию обратной волны разрежения. Переход обратной волны разрежения в обратную ударную волну зависит от распределения по радиусу параметров вещества в оболочке (таких как скорость и

6.3. Переход обратной волны разрежения в обратную ударную волну

давление). Для наглядной демонстрации перехода мы сделали расчеты, в которых его можно было проследить более детально. При этом необходимо отметить, что параметры, которые задавались в качестве начальных условий, не имеют отношения к реальным значениям: например, для того чтобы обратная волна разрежения смогла заметно “отбежать” от контактного разрыва, температура вещества на внешней границе оболочки задавалась равной 10 кэВ, но для того чтобы при этом за время счета возмущения, возникающие на внутренней границе не успели распространиться по всей оболочке, температура вещества задавалась линейной функцией от радиуса, и на внутренней границе была равна ~ 0.01 кэВ, потери вещества на излучение не учитывались. Скорость движения вещества в оболочке была равна 600 км/с.

На рис. 6.2 показаны полученные в такой модели профили температуры и давления во взаимодействующей области в различные моменты времени, из которых ясно видно как формируется волна разрежения (сплошная линия) и происходит последующее возникновение обратной ударной волны (на профилях, нарисованных штриховой линией, уже четко видна обратная ударная волна). По оси X отложен номер ячейки, контактная граница находится на ячейке 800, вправо распространяется прямая ударная волна, движущаяся по звездному ветру, влево (по выброшенному веществу) - волна разрежения, переходящая в ударную волну.

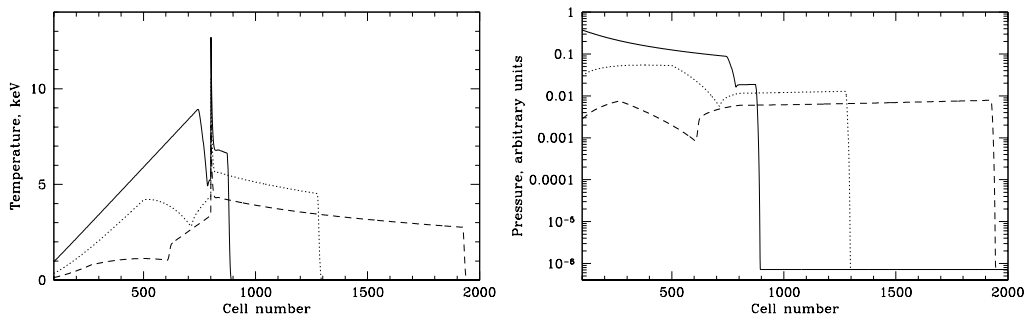


Рис. 6.2: Слева - профили температуры в вылетевшем веществе и звездном ветре в разные моменты времени. По оси X отложен номер ячейки, контактная граница (переход от области с веществом, вылетевшем с белого карлика, к области с звездным ветром) расположена на ячейке 800. Справа - профили давления в те же самые моменты времени.

6.4 Гомологическое расширение оболочки

$$v \sim r$$

Взрывы Новых по механизму напоминают взрывы Сверхновых SN Ia - термоядерные взрывы белых карликов (Вусли и др., 1986). Однако в первом случае энергия взрыва, а следовательно, и кинетическая энергия выброшенной оболочки существенно меньше, чем во втором. При взрывах Новых оценки кинетической энергии выброшенной оболочки дают величину порядка $10^{44} - 10^{45}$ эрг (Старфилд и др., 1976), а для Сверхновых эта величина порядка $\sim 10^{51}$ эрг (Хохлов и др., 1993).

Численные расчеты показывают, что во время вспышки SN Ia гомологическое расширение выброшенного вещества устанавливается за ~ 10 с (Ропке (2005) и ссылки там же). В работе Дваркадас и др. (1998) приведены профили плотности выброшенного вещества для нескольких моделей взрывов SN Ia, которые используются для описания наблюдаемых данных. В этой работе также было показано, что профили плотности могут быть описаны как степенным законом с показателем степени 7 (тем не менее зачастую показатель степени может быть отличен от 7), так и экспоненциальным законом $\rho \sim \exp^{-v/v_0}$.

В работах Шевалье (1982) и Надежина (1985) приведены автомоделные решения для распада произвольного разрыва в случае сферически-симметричного гомологического расширения оболочки с показателями степени в распределении плотности $p > 5$ во внешнюю среду с постоянной плотностью. Из этих решений следует, что при формировании обратной ударной волны температура на прямой ударной волне со временем падает. Например, для $p = 5.4$ зависимость температуры от времени на прямой ударной волне имеет вид $T_1 \sim (t/t_{min})^{-10/9}$ (Надежин, 1985). При массе оболочки $10^{-6} M_{\odot}$, ее кинетической энергии 10^{44} эрг и плотности вещества внешней среды $8 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ время $t_{min} \sim 9000$ с, тогда из формулы получаем, что за первый день разлета температура на прямой ударной волне должна упасть в ~ 10 раз, что приведет к падению средней температуры излучения.

Чтобы понять, как в нашей задаче гомологическое расширение оболочки влияет на поведение средней температуры излучения, были сделаны следующие численные расчеты. Для начала мы рассмотрели случай, когда темп истечения вещества с белого карлика в результате выхода ударной волны на его поверхность был постоянным, тогда показатель

степени в распределении плотности выброшенного вещества по радиусу будет равным $p = 3$. Поскольку скорость вылетевшего вещества падает с уменьшением радиуса, то реальный интерес для формирования прямой ударной волны и оценок энергии для фазы Седова представляют лишь внешние слои оболочки с большими скоростями. Для дальнейших оценок кинетической энергии и массы оболочки мы взяли нижнюю границу скорости 2000 км/с.

Были сделаны расчеты для двух моделей: масса вылетевшего со скоростью > 2000 км/с вещества равна $\sim 10^{-6} M_{\odot}$ и $\sim 2 \times 10^{-5} M_{\odot}$. В первом случае кинетическая энергия оболочки $E_{kin v > 2000} \sim 7 \times 10^{43}$ эрг, во втором - $E_{kin v > 2000} \sim 1.2 \times 10^{45}$ эрг. При расчете массы использовалось космическое обилие вещества. Но поскольку считается, что обилие тяжелых атомов в выброшенной оболочке должно быть больше космического (Старфилд и др., 1976; Ярон и др., 2005), то приведенные масса и энергия являются нижними пределами.

На рис. 6.3 показана зависимость средней температуры вещества за прямой ударной волной от времени для этих двух случаев (сплошная линия - масса вещества, имеющего скорость > 2000 км/с, $2 \times 10^{-5} M_{\odot}$, штриховая - $10^{-6} M_{\odot}$). В параграфе 5.4 были сделаны оценки энергии взрыва, необходимой для получения наблюдаемой зависимости средней температуры вещества от времени на поздних этапах разлета, когда ударная волна переходит в режим Седова (режим, в котором ударная волна “забывает” о деталях своего формирования и развивается автономно). Согласно этим расчетам энергия должна быть порядка $\sim (5 - 10) \times 10^{43}$ эрг. Таким образом, дальнейшее увеличение массы выброшенного вещества в модели с гомологическим расширением приведет к более высокой, по сравнению с наблюдениями, температуре излучения на 4-10-й день разлета.

В работах Хаушильд и др. (1994); Шварц и др. (2001), где была исследована структура выброшенных в результате взрыва классических Новых Суг 1992 и LMC 1991 оболочек в начальный период разлета, модели, наилучшим образом описывающие данные, имели степенной профиль распределения плотности с показателями степени 15 и 7, соответственно. В нашем случае более крутое распределение плотности во внешних частях вылетевшей оболочки только усугубляет ситуацию, потому что в задаче имеется ограничение на энергию внешних слоев оболочки. Скорость вещества на внешней границе должна оставаться неизменной, т.к. она определяет температуру на прямой ударной волне. Следовательно,

при изменении параметра p необходимо сохранять массу внешних слоев, имеющих скорость > 2000 км/с, что при увеличении p приведет к уменьшению плотности на внешней границе выброшенного вещества в начальный момент времени, следовательно обратная ударная волна некоторое время будет развиваться более интенсивно. На рис. 6.3 пунктирной линией показана зависимость средней температуры от времени для случая, когда масса вещества, имеющего скорость > 2000 км/с, $2 \times 10^{-5} M_{\odot}$ и $p = 15$.

Из рисунка и приведенных оценок видно, что случай с гомологическим расширением вещества в оболочке в нашей одномерной модели приводит к противоречию с наблюдаемыми данными. Отсутствие гомологической фазы разлета вещества во время вспышки в системе СИ Жирафа можно объяснить несколькими способами. Возможно, при взрыве не выполнились условия для формирования ударной волны в оболочке, поэтому вещество было выброшено за счет теплового давления без градиента скоростей (Спаркс, 1969). Либо возможно, что вещество, выброшенное в результате выхода ударной волны на поверхность оболочки, ввиду большой плотности внешней среды было практически сразу же остановлено, ударная волна, сформированная им, практически сразу затухла, а наблюдаемая ударная волна была сформирована последующим выбросом вещества в результате радиационного давления.

6.5 Расширение оболочки с постоянной скоростью вещества в ней

Для исследования модели расширения оболочки с постоянной скоростью вещества в ней мы сделали расчеты с тремя распределениями плотности вещества в ней в начальный момент времени: $\rho = const$, $\rho \sim r^{-2}$, $\rho \sim r^{-3}$. Масса оболочки бралась равной $\sim 10^{-6} M_{\odot}$.

Чтобы при распаде произвольного разрыва сохранить скорость прямой ударной волны такой же как и при толкании оболочки-поршня, скорость вещества в оболочке должна быть больше, чем скорость поршня. В этих расчетах мы задавали ее равной 3000 км/с.

Полученные профили температуры вещества за прямой и обратной ударными волнами показаны на рис. 6.4, из которого следует, что температура за обратной ударной волной во всех случаях не превышает 0.1

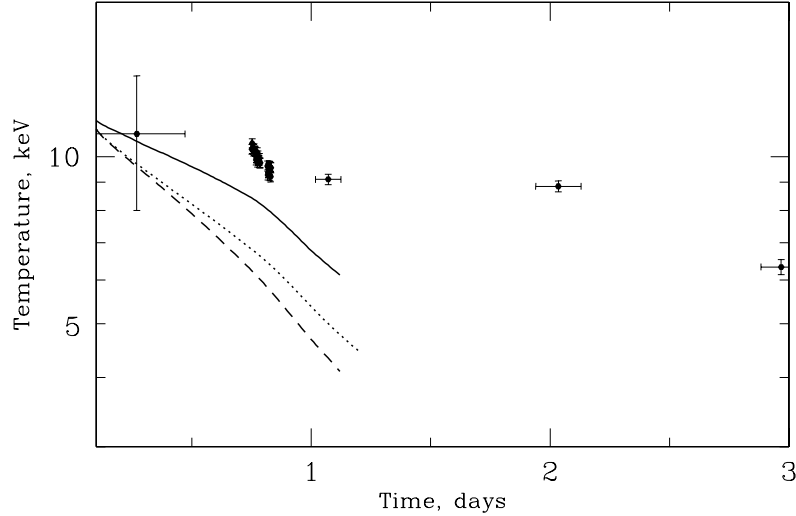


Рис. 6.3: Зависимость средней температуры вещества за прямой ударной волной от времени при гомологическом расширении вещества в оболочке. Сплошная линия - масса вещества в оболочке, имеющего скорость > 2000 км/с $2 \times 10^{-5} M_{\odot}$, показатель степени в распределении плотности выброшенного вещества $p = 3$, штриховая - $10^{-6} M_{\odot}$, $p = 3$, пунктирная линия - $2 \times 10^{-5} M_{\odot}$, $p = 15$.

кэВ (температуры, при которой в нашей модели включается радиационное охлаждение), т.е. это вещество не дает вклад в наблюдаемый поток в диапазоне энергий 3-20 кэВ и среднюю по потоку в рентгеновском диапазоне температуру в течение примерно первых 0.7 дня разлета.

Исследование поведения обратной ударной волны на более поздних временах затруднено в связи с отсутствием надежных теоретических моделей распределения физических параметров в разлетающемся веществе.

В этих расчетах оболочка разлеталась свободно. Но как было показано в параграфе 5.3, в первый день разлета на вещество в оболочке должна действовать внешняя сила, поддерживающая его скорость постоянной. Вполне возможно, что в этом случае обратная ударная волна будет подавляться еще больше.

Из рисунка видно, что лишь для модели с законом распределения плотности $\rho \sim r^{-3}$ (штриховая линия) важен процесс радиационного

охлаждения вещества за обратной ударной волной - в профиле температуры наблюдается “полочка” за обратной ударной волной. Покажем, что в этом случае радиационное охлаждение также происходит в оптически тонком режиме.

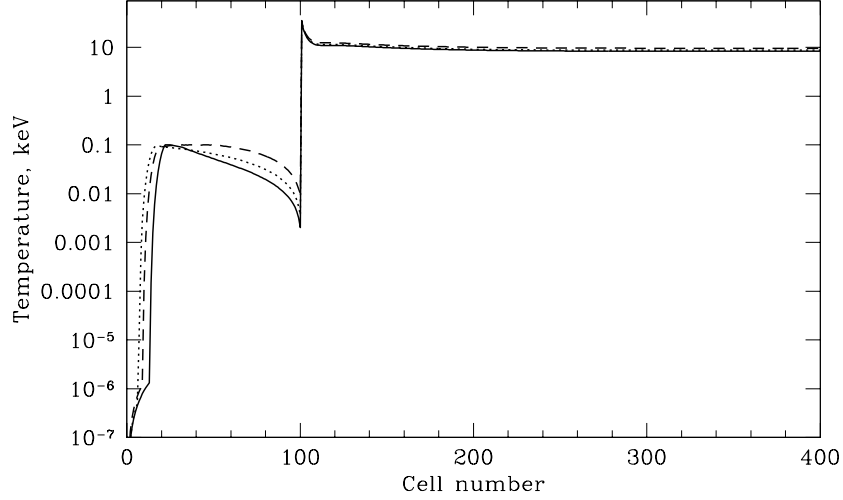


Рис. 6.4: Профили температуры за прямой и обратной ударными волнами на 0.5-0.7 дня от начала взрыва для оболочки с массой $\sim 10^{-6} M_{\odot}$. Сплошная линия - $\rho = const$, пунктирная линия - $\rho \sim r^{-2}$, штриховая линия - $\rho \sim r^{-3}$.

6.6 Радиационное охлаждение вещества за обратной ударной волной

Для того чтобы установить, в каком режиме излучает вещество за обратной ударной волной, мы посчитали его оптическую толщину. Оптическая толщина по Томсоновскому рассеянию до области за обратной ударной волной, в которой становится важно радиационное охлаждение, меньше 1. Существенный вклад в поглощение излучения в веществе оболочки может давать поглощение в линиях. Но воспользовавшись таблицами непрозрачности, рассчитанными с помощью кода OPAL, мы получили, что для плотности порядка $3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и температуры $5 \times 10^3 - 10^5$

К, сечение поглощения в веществе не превышает значения $\sim 10^{-24}$ см². Соответствующая такому сечению оптическая толщина также оказалась меньше 1. Таким образом вещество за обратной ударной волной так же как и за прямой ударной волной, охлаждается в оптически тонком режиме.

Обилие тяжелых элементов в веществе оболочки, выброшенной в результате взрыва Новой, может быть больше солнечного обилия, что в свою очередь может привести к увеличению скорости охлаждения вещества. В наших расчетах мы оставили обилие солнечным, потому что уже при солнечном обилии характерное время охлаждения для полученной в расчетах плотности 3×10^{12} см⁻³ $\tau_{rad} \sim 4$ с. Если оно будет в какое-то число раз меньше, на расчеты это влияние не окажет. Из формул, приведенных в параграфе 2.2, следует, что для вещества за обратной ударной волной характерное время установления максвелловского распределения скоростей ионов при $T_i = 0.1$ кэВ $\tau_{ii} \sim 6 \times 10^{-4}$ с (в этих оценках мы, как и в параграфе 2.2, принимаем следующие значения параметров $A_i = 1, A_e = 1/1836, \ln \Lambda = 15, Z_i = 1$ и $n_i = n_e$). Формально при значениях ионных и электроннх температур $T_i = 0.1$ кэВ и $T_e = 1$ эВ, время установления максвеллизации ионов больше времени выравнивания температур между ионами и электронами в $\tau_{ii}/\tau_{ie} = 4.5 \times 10^{-2} (T_e/T_i + 5 \times 10^{-4})^{-3/2} \sim 42$ раза. Это означает, что вначале ионы передают энергию электронам еще не имея максвелловского распределения по скоростям, а формула Спитцера для τ_{ie} начинает работать только тогда, когда $T_e > 0.13 T_i \sim 0.01$ кэВ. Для оценок возьмем $T_e = 0.05$ кэВ (в этом случае $\tau_{ee} \sim 5 \times 10^{-6}$ с), тогда $\tau_{ie} \sim 5 \times 10^{-3}$ с. Понятно, что время нагрева электронов ионами до $T_e = 0.05$ кэВ должно быть порядка полученного τ_{ie} . Время установления ионизационного равновесия $\tau_{eq} \simeq 1$ с. Таким образом, из сделанных оценок следует, что характерные времена установления равновесия за обратной ударной волной меньше, чем характерное время радиационного охлаждения ~ 4 с и условия применимости модели АРЕС (<http://hea-www.harvard.edu/AREC/REF>) для расчета скорости потери энергии плазмы выполнены.

Выводы части I

При помощи аналитических оценок и численного моделирования нам удалось описать яркую рентгеновскую вспышку в двойной системе СI Жирафа, наблюдавшуюся в 1998 г. в рамках модели взаимодействия разлетающейся оболочки, выброшенной в результате термоядерного взрыва на поверхности белого карлика (взрыва Новой), с веществом звездного ветра оптического компаньона. В частности, в работе показано следующее.

1. Средняя температура излучения вещества звездного ветра, прошедшего через ударную волну, может отличаться от температуры вещества непосредственно за фронтом ударной волны, поэтому для более правильного определения параметров разлета оболочки Новой необходимы численные расчеты.
2. В нашей модели в результате взрывного термоядерного горения с белого карлика выбрасывается оболочка, которая уже на 0.1-0.5 день от начала взрыва имеет скорость разлета ~ 2700 км/с и под действием внешней силы, компенсирующей ее торможение в следствие взаимодействия со звездным ветром, летит с постоянной скоростью в течении первых $\sim 1 - 1.5$ дня. Роль внешней силы может играть, например, сила радиационного давления с поверхности белого карлика. Таким образом, нам впервые удалось измерить скорость движения оболочки практически сразу после взрыва.
3. После ~ 2 -ух дней разлета оболочка, начинает замедляться, взаимодействуя с веществом звездного ветра оптического компаньона. Ударная волна в звездном ветре переходит в фазу Седова с зависимостью средней температуры от времени $T \propto t^{-0.7 \div 0.6}$.

4. На основе сравнения наблюдаемого роста светимости с теоретической зависимостью получена оценка плотности звездного ветра вблизи белого карлика $n_0(r < r_c) \sim 8.6 \times 10^9 d_{2kpc} U_{2700}^{-3/2} \text{ см}^{-3}$, что в простейшей модели распределения плотности звездного ветра соответствует темпу потери массы звезды в звездном ветре $\sim (1 - 2) \times 10^{-6} M_\odot/\text{год}$. Эта оценка хорошо согласуется со значениями, полученными в работе Робинсон и др. (2002).
5. Наблюдаемая зависимость температуры излучающего вещества от времени на поздних этапах разлета оболочки позволила в рамках нашей модели ограничить массу вылетающей оболочки порядка $10^{-7} - 10^{-6} M_\odot$.
6. В рамках построенной модели показано, что фаза гомологического расширения вещества во время взрыва в системе СИ Жирафа либо отсутствовала, либо была непродолжительной и не привела к формированию наблюдаемой прямой ударной волны в звездном ветре. Профиль скорости в выброшенном в результате взрыва веществе не имел больших градиентов.
7. При свободном расширении оболочки с постоянной по радиусу скоростью вещества в ней и полученных параметрах взрыва, температура вещества за обратной ударной волной в течение первых ~ 0.7 дней разлета не превышает ~ 0.1 кэВ.
8. Во время вспышки системы СИ Жирафа 1998 г. вклад вещества, нагретого обратной ударной волной, в наблюдаемую светимость в диапазоне энергий 3-20 кэВ и среднюю (по потоку в рентгеновском диапазоне) температуру в течение первых ~ 0.7 дней разлета оболочки был пренебрежимо мал по сравнению с вкладом вещества за прямой ударной волной.

Часть II

Томография системы SS433 по данным обсерватории RXTE

Глава 7

Стандартное рентгеновское излучение системы SS433

Наблюдаемое стандартное рентгеновское излучение системы SS433 имеет следующие особенности:

- рентгеновское излучение формируется за счет тормозного механизма [см. например Маршал и др. (1979); Ватсон и др. (1986); Мацуока и др. (1986); Бринкман и др. (1991)]. Измерения доплеровского смещения эмиссионных линий дают основания полагать, что все (или большая часть) рентгеновское излучение формируется в струях (Фабрика, 2004).
- Температура оптически тонкой плазмы уменьшается вдоль струй. Самые горячие области вблизи основания струй имеют температуру $\sim 20 - 30$ кэВ (Котани и др., 1996; Маршал и др., 2002; Черепашук и др., 2003; Намики и др., 2003).
- Детальное изучение линий излучения в рентгеновском диапазоне показало, что полный угол раствора струй должен быть очень маленький, не больше чем $\sim 1 - 2^\circ$. Такой угол раствора приблизительно соответствует свободному расширению вещества струй в направлении, перпендикулярном их распространению (Маршал и др., 2002; Намики и др., 2003).
- В системе наблюдаются рентгеновские затмения, вызванные звездой-донором. Температура наблюдаемого излучения суще-

ственно падает во время таких затмений. Глубина затмений возрастает с ростом энергий (Стюарт и др., 1987; Каваи и др., 1989; Бринкман и др., 1991).

- Прецессия геометрически толстого аккреционного диска приводит к сильной переменности как рентгеновского потока, так и его температуры (Юан и др., 1995). Амплитуда прецессионных и орбитальных переменностей рентгеновского излучения сильно возрастает с энергией (см. например Черепашук и др. (2005)). Прецессионная переменность, по всей видимости, связана с частичным затмением толстым аккреционным диском областей струй, излучающей в рентгеновском диапазоне.

За время работы обсерватории RXTE с помощью ее приборов было сделано большое количество наблюдений системы SS433 на различных прецессионных и орбитальных фазах (см. например Гис и др. (2002); Нанди и др. (2005)), что дает возможность исследовать области струй, излучающих в рентгеновском диапазоне. Орбитальные затмения (вызываемые оптической звездой) и прецессионная переменность (связанная с геометрически толстым аккреционным диском) позволяют выделить вклад различных областей струй в полное рентгеновское излучение.

7.1 Наблюдения и анализ данных

В представленной работе были использованы общедоступные данные обсерватории RXTE, полученные в период с апреля 1996 года по август 2004 года, а также наблюдения во время AO10 (P91103). В сумме это составило 100 наблюдений, сделанных в разные прецессионные и орбитальные фазы. В расчетах мы использовали эфемериды, приведенные в работе Фабрики, 2004: момент максимального расхождения эмиссионных линий (T_3) $T_3 = 2443507.47$ JD, прецессионный период $P_{prec} = 162.375$ дня, орбитальный период $P_{orb} = 13.082$ дня, момент максимального оптического затмения $T_0 = 2450023.62$ JD. Период нутационной переменности $P_{nut} = 6.2877$ дней, момент максимальной яркости в V диапазоне при переменности, связанной с нутациями $T_{0,nut} = 2450000.94$ JD, амплитуда нутаций 2.8° . Размер двойной системы был принят равным $a \sim 4 \times 10^{12}$ см (Хилвиг и др., 2004).

Для обработки данных использовались программы стандартного пакета LHEASOFT/FTOOLS 5.3.1. Для аккуратного моделирования фона спектрометра PCA обсерватории RXTE, использовалась модель "L7_240CM" (Яхода и др., 2006). При анализе использовались спектры, полученные только детектором PCU2. Для получения широкополосного спектра были использованы данные детектора HEXTE.

Глава 8

Переменность рентгеновского излучения системы SS433 на масштабах прецессионного и орбитального периодов

В системе SS433 оптическая звезда теряет вещество как за счет переполнение полости Роша, так и посредством сильного звездного ветра. Вещество, которое течет через внутреннюю точку Лагранжа, формирует аккреционный диск вокруг компактного объекта. Из-за сверхэддингтоновского темпа аккреции (Абрамович (2004) и ссылки там же) диск становится геометрически толстым. Простые оценки и более детальные расчеты показывают, что аккреционный диск должен иметь высоту сравнимую с его радиусом $H/R \sim 1$ (Окуда и др., 2005; Назаренко, Глазунова, 2005).

Рентгеновское излучение системы SS433 демонстрирует как систематическую так и хаотическую переменность. Хаотическая переменность связана скорее всего с непостоянством темпа аккреции в диске (Ревнивцев и др., 2006). Переменность температуры рентгеновского излучения, связанная с орбитальным движением звезд-компаньонов слабая (за исключением моментов затмения), в то время как прецессионная переменность выражена более ярко (рис. 8.1). Показанная на рисунке температура была получена при помощи аппроксимации наблюдаемого спектра SS433 моделью тормозного излучения в диапазоне энергий 10 - 25 кэВ. Этот энергетический диапазон был выбран для того, чтобы рассмотреть

вклад только самых горячих (самых внутренних областей струй). Примеры рентгеновских спектров системы на разных прецессионных фазах показаны на рис.8.2.

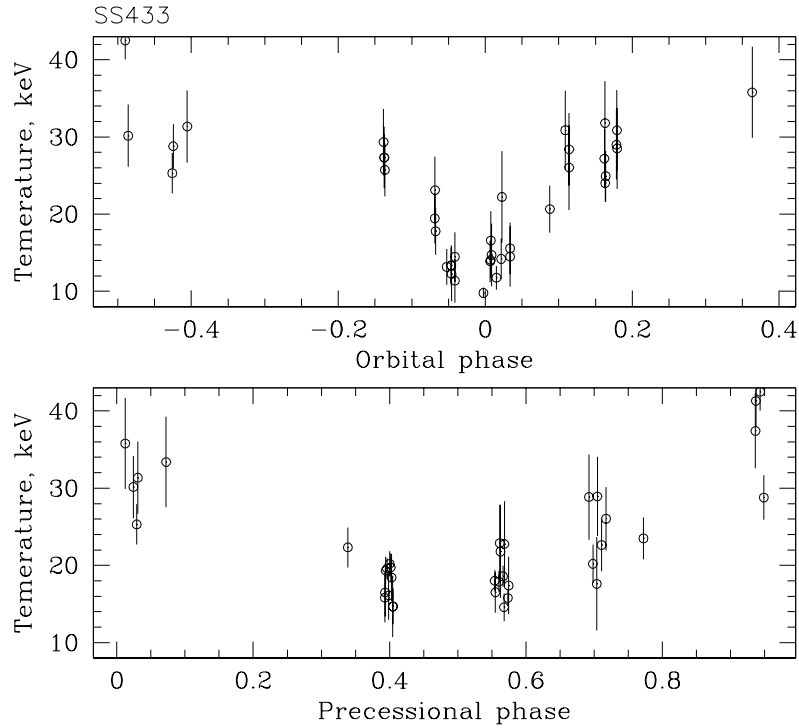


Рис. 8.1: Температура излучения оптически тонкой плазмы (полученная в результате аппроксимирования данных моделью тормозного излучения в диапазоне энергий 10-25 кэВ) в системе SS 433 как функция орбитальной и прецессионной фаз.

Для демонстрации орбитальной переменности мы выбрали интервал прецессионных фаз $\psi = [-0.06, 0.06]$, который соответствует максимальному углу открытия аккреционного диска. Для демонстрации прецессионной переменности выбирались данные, соответствующие интервалу орбитальных фаз $\phi = [0.3, 0.7]$ - вне момента затмения оптическим компаньоном.

Из рисунка видно, что температура, соответствующая модели наилучшей аппроксимации, не демонстрирует какой-нибудь зависимости от орбитальной фазы, за исключением момента орбитального затмения (от

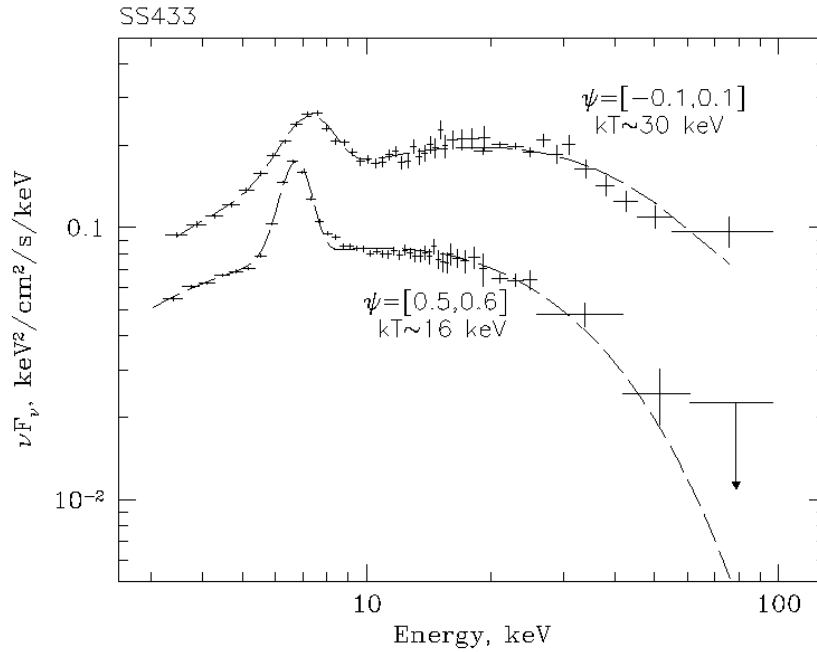


Рис. 8.2: Типичные спектры системы SS 433, полученные при двух разных прецессионных фазах. Для этих графиков использовались данные вне орбитального затмения - $\phi = [0.3 - 0.7]$. Пунктирной линией показана наилучшая аппроксимация данных моделью тормозного излучения с широкой линией, имеющий гауссовский профиль. На графике также указаны температуры, полученные при аппроксимации.

$\phi \sim -0.15$ до $\phi \sim 0.15$), и одновременно сильно зависит от прецессионной фазы.

Необходимо отметить, что при анализе данных, имеющих очень близкие прецессионные и орбитальные фазы, существует статистически значимая разница в получаемых температурах вещества струй. Эта переменность температуры может быть связана как с нутационным движением геометрически толстого аккреционного диска так и с хаотическими переменностями физических параметров плазмы в струях, подобно красному шуму, наблюдаемому в полном рентгеновском потоке от системы (Ревнивцев и др., 2006).

8.1 Оценка фотопоглощения в звездном ветре оптического компаньона

Прецессионное движение геометрически толстого аккреционного диска в системе SS433 вызывает частичное затмение внутренних областей струй. Верхняя струя (см. рис. 2) наименее подвержена затмению на прецессионной фазе $\psi = 0$ (в момент максимального раскрытия диска, когда верхняя струя направлена на наблюдателя), и наиболее заслонена на $\psi = 0.5$ (в момент когда верхняя струя направлена от наблюдателя). Между прецессионными фазами $\psi \sim 0.33$ и $\psi \sim 0.66$ (фазами, когда ось диска и струи лежат в картинной плоскости) преобладающий вклад в рентгеновское излучение системы дает нижняя струя, так как на этих фазах она направлена на наблюдателя.

Затмения струй оптической звездой и аккреционным диском приводят к переменности температуры рентгеновского излучения, наблюдаемого от системы SS433. Разница между спектрами, полученными во время затмения и вне его, дает нам спектр излучение самых внутренних (самых горячих) областей струй. На левой панели рис. 8.3 построена разница между спектрами, полученными во время орбитального затмения на $\phi = 0.021$ MJD 53581.89 и сразу после него на $\phi = 0.114$ MJD 53582.94 (пустые кружки), а также приведен спектр, полученный на фазе $\phi = 0.114$ (крестики). Спектры строились по данным, усредненным на промежутках времени в 1024 с. Прецессионная фаза во время этих наблюдений была равна $\psi \sim 0$.

На правой панели рис. 8.3 показаны разница между спектрами на прецессионных фазах $\psi = 0$ MJD 53076.85 и $\psi = 0.4$ MJD 50878.98 и спектр на $\psi = 0$. Система во время этих наблюдений была вне фазы орбитального затмения. Чтобы избежать влияния мощной линии излучения спектры аппроксимировались моделью тормозного излучения с фотопоглощением в диапазонах энергий 3-5 и 11-25 кэВ. Сплошными кривыми показаны модели наилучшей аппроксимации. Пунктирными линиями показаны модели тормозного излучения со стандартным поглощением $N_H = 10^{22}$ см⁻² (Кавай и др., 1989).

Высокоэнергетичные части (11 - 25 кэВ) спектров в обоих случаях практически одинаковы, потому что и там и там они формируются за счет излучения самых горячих областей струй. А на малых энергиях вблизи орбитального затмения наблюдается сильное фотопогло-

8.1. Оценка фотопоглощения в звездном ветре оптического компаньона

щение (левая панель 8.3). Величина плотности колонки фотопоглощения на луче зрения, наилучшим образом описывающая данные, равна $N_H = (12.5 \pm 1.5) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$.

Из анализа прецессионной переменности (правая панель 8.3) также следует наличие некоторого фотопоглощения, но существенно меньшего - $N_H = (4.5 \pm 1.5) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$.

Таким образом, разница спектров указывает на присутствие поглощающего вещества в системе SS433. Вблизи оптической звезды плотность этого вещества очень большая, настолько большая, что на луче зрения, проходящем вблизи звездной поверхности оно становится практически оптически толстым ($N_H > 10^{23} \text{ см}^{-2}$).

Отметим, что признаки присутствия поглощающего вещества вблизи оптической звезды обнаруживались и ранее при изучении линий поглощений от системы в оптическом диапазоне длин волн (Фабрика, 1997; Фабрика и др., 1997). В этих работах было обнаружено значительное усиление сдвинутой в синюю область поглощенной компоненты Р-Суг-образного профиля линий на орбитальных фазах, близких к $\phi = 0$.

Источником плотного поглощающего вещества вблизи оптического компаньона может быть его плотный звездный ветер. Для того чтобы оценить на сколько возможно увеличение радиуса оптической звезды (в нашем случае по сравнению с размером полости Роша оптической звезды) за счет ее звездного ветра, мы использовали модель звездного ветра одиночного сверхгиганта А класса, взяв параметры ветра (темп потери вещества и скорость вещества на бесконечности) из работы Ахмад и др. (1997).

Из наблюдений и теоретических моделей следует, что темп потери вещества А сверхгигантов зависит от массы звезды и ее эффективной температуры и меняется в пределах от $\sim 10^{-9} M_\odot/\text{год}$ до $\sim 10^{-6} M_\odot/\text{год}$. Наблюдаемые значения предельных скоростей лежат в диапазоне 120-200 км/с.

Для зависимости скорости от радиуса мы использовали формулу

$$v(r) = v_\infty(1 - R_{star}/r)^\beta,$$

где $\beta = 0.8$ (Ахмад и др., 1997), v_∞ - скорость вещества на бесконечности, R_{star} - радиус звезды, а r - расстояние от звезды. Из закона сохранения массы получаем формулу для зависимости плотности вещества ветра от

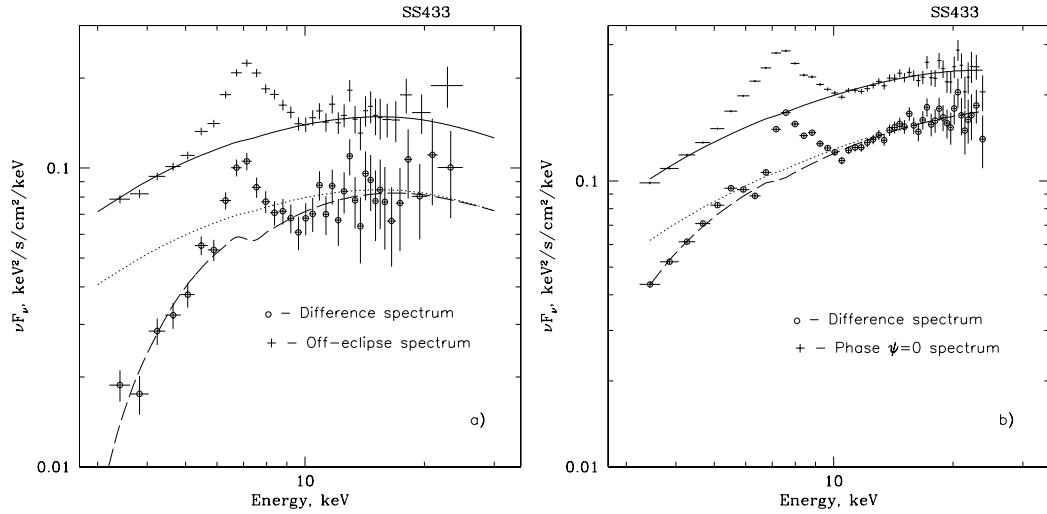


Рис. 8.3: а) рентгеновский спектр системы SS433 сразу после орбитального затмения ($\phi = 0.114$, крестики) и спектр внутренней области, полученный с помощью вычитания спектра на $\phi = 0.021$ из спектра на $\phi = 0.114$. б) Рентгеновский спектр системы SS433 на прецессионной фазе $\psi \sim 0$ и разница между этим спектром и спектром, полученным на $\psi \sim 0.4$ (оба спектра построены по данным вне орбитального затмения). Сплошными линиями показаны модели тормозного излучения с фотопоглощением, наилучшим образом аппроксимирующие данные в диапазоне энергий 3-5 и 11-25 кэВ. Пунктирными линиями показаны модели наилучшей аппроксимации разностей спектров со стандартным значением плотности колонки фотопоглощения на луче зрения $N_H = 10^{22} \text{ см}^{-2}$.

радиуса $n(r)$:

$$n(r) = \frac{n_0(1 - R_{\text{star}}/a)^\beta}{(r/a)^2(1 - R_{\text{star}}/r)^\beta}$$

где n_0 - плотность ветра на расстоянии a от звезды. Мы предположили, что луч зрения, на котором плотность колонки фотопоглощения больше $N_H > 10^{24} \text{ см}^{-2}$, является непрозрачным для рентгеновского излучения. Так как спектральный класс и масса оптической звезды в системе SS 433 точно неизвестны, мы рассмотрели несколько возможных вариантов и получили следующие результаты. При максимальном наблюдаемом значении темпа истечения вещества $\dot{M} = 8 \times 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ (для звезды типа A1 Iae, Ахмад и др. (1997)) размер непрозрачной для рентгеновского

8.1. Оценка фотопоглощения в звездном ветре оптического компаньона

излучения области вокруг звезды увеличивается на 10 % по сравнению с первоначальным размером звезды. При максимальном теоретическом значении $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ размер непрозрачной для рентгеновского излучения области вокруг звезды увеличивается на 20%.

Значительное поглощение рентгеновского излучения в плотном звездном ветре вблизи оптической звезды делает несостоятельным предположение о том, что размер полости Роша оптического компаньона является хорошим приближением для оценки ее области непрозрачности для рентгеновского излучения.

Отметим, что рентгеновское поглощение, о котором идет речь, невидимо в спектре усредненном по времени, потому что этому поглощению подвержены только самые горячие внутренние области струй. Внешние более холодные области, которые дают основной вклад в излучение на энергиях $< 3 - 5$ кэВ, где спектры излучения наиболее чувствительны к поглощению, расположены намного дальше от звезды и поэтому рентгеновское излучение от этих областей фактически не поглощается.

Глава 9

Модель профиля температуры вещества в струях

Затмения области струй, излучающих в рентгеновском диапазоне, геометрически толстым аккреционным диском являются геометрическим эффектом. Поэтому, сделав некоторые разумные предположения относительно размеров толстого диска, с помощью наблюдений на разных прецессионных фазах можно получить профиль температуры излучающего вещества вдоль струй.

9.1 Структура и геометрия струй

В нашей модели струи в системе SS433 рассматривались как конические потоки плазмы с постоянной скоростью вдоль оси струй $v_j = 0.26c$. В направлении, перпендикулярном оси струй, вещество также движется с постоянной скоростью. Мы также предполагали, что струи однородны во всех направлениях.

Если угол раствора конического потока равен 2θ , тогда радиус поперечного сечения струи зависит от расстояния до компактного объекта как $r = r_b + \theta l$, где r_b - радиус струи вблизи компактного объекта ¹, l - расстояние, отсчитываемое от компактного объекта вдоль оси струи. Значение половины угла раствора $\theta = 0.61^\circ$ взято из работы Маршал и др. (2002).

¹Данная формула не подразумевает, что вершина конического потока должна находиться вблизи компактного объекта

Плазма в струях по мере удаления от компактного объекта охлаждается из-за адиабатического расширения и радиационных потерь. Когда потери на излучение становятся преобладающими, в плазме начинают развиваться тепловые неустойчивости. В этом случае температура плазмы уменьшается намного быстрее, чем в случае охлаждения лишь из-за адиабатического расширения (Бринкман и др., 1991). Анализ рентгеновского излучения системы SS 433 в диапазоне энергий 0.5-10 кэВ по данным обсерватории Chandra, имеющей высокое энергетическое разрешение, позволил сделать вывод, что эти неустойчивости не развиваются в струях по крайней мере до тех пор, пока температура плазмы выше $kT \sim 0.5$ кэВ (Маршалл и др., 2002). Поэтому мы предположили, что в нашем случае (при исследовании самых горячих областей струй) основным процессом охлаждения плазмы является адиабатическое расширение. В этом случае можно записать:

$$\frac{3}{2} \frac{dT}{T} = \frac{dV}{V} = -\frac{2dr}{r}.$$

Следовательно, в случае адиабатического охлаждения плазмы, движущейся в коническом потоке с постоянным углом раствора, ее температура T меняется с расстоянием от компактного объекта l как

$$\frac{T}{T_0} = \left(1 + \theta \frac{(l - l_0)}{r_0}\right)^{-4/3}, \quad (9.1)$$

где T_0 - температура плазмы и r_0 - радиус струи на некотором расстоянии от центрального источника l_0 (см. также Коваль, Шакура (1989); Бринкман и др. (1991); Котани и др. (1996)).

9.2 Определение параметров модели

Размер полости Роша является плохой оценкой для радиуса аккреционного диска. В случае диска, лежащего в орбитальной плоскости, в качестве внешнего радиуса диска обычно используют радиус приливного разрушения Пачинского (Пачински, 1977). В нашем случае аккреционный диск наклонен относительно орбитальной плоскости и прецессирует, поэтому радиус его внешней границы может отличаться от оценок, полученных Пачинским. Тем не менее из численных моделей (Назаренко,

Глазунова, 2005) следует, что это различие незначительное, и в нашем случае формула Пачинского может быть использована:

$$\frac{R_{\text{disk}}}{a} = 0.112 + \frac{0.27}{(1 + q^{-1})} + \frac{0.239}{(1 + q^{-1})^2}.$$

Аккреционный диск, будучи геометрически толстым ($H/R \sim 1$), тем не менее не может выходить за пределы полости Роша компактной звезды. Это утверждение приводит нас к условию, что

$$H_{\text{disk}} \leq (R_{\text{RocheBH}}^2 - R_{\text{disk}}^2)^{1/2},$$

формула для R_{RocheBH} взята из работы Эгглетон 1983:

$$\frac{R_{\text{RocheBH}}}{a} = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}.$$

Как видно из формул, геометрические размеры диска определяются отношением масс компаньонов q . Несмотря на длительное изучение системы (уже более 30 лет) этот параметр до сих пор достоверно неизвестен и в различных работах варьируется от $q = M_x/M_{opt} \sim 0.2$ до $q \sim 0.6$ (Антохина и др., 1992; Гис и др., 2002a), хотя последние исследования кинематики двойной системы свидетельствуют в пользу малого отношения масс $\sim 0.2 - 0.3$ (Хилвиг и др., 2004; Черепашук и др., 2005). Связано это с тем, что широкораспространенный метод измерения отношения масс компаньонов, основанный на измерение кривых радиальных скоростей сталкивается с серьезными трудностями: аккреционный диск намного ярче оптического компаньона, поэтому определить, кому какие особенности в наблюдаемом оптическом спектре системы принадлежат очень сложно.

В работе (Гис и др., 2002a) были обнаружены линии поглощения в синей области спектра, принадлежащие оптическому компаньону. Однако в нескольких последующих работах было опубликовано противоречащие результаты относительно их орбитальной переменности. Исследование этих линий поглощения в работе (Черепашук и др., 2005) позволило нам сделать выводы, руководствуясь которыми можно надеяться зарегистрировать линии поглощения именно оптической звезды:

- наблюдения следует проводить в фазы, соответствующие максимальному раскрытию аккреционного диска ($\psi \sim 0$), когда ветер с

диска не пересекает луч зрения. Наблюдения, анализируемые в работах Гиса и др. (2002а), Хилвига и др. (2004), Черепашука и др. (2005) удовлетворяют этому условию.

- для исследования необходимо брать только самые слабые линии поглощения, так как из-за огромного ($\sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$) темпа аккреции (Фабрика, 2004) источником сильных линий даже на прецессионной фазе $\psi \sim 0$ являются газовые потоки в системе. Наблюдения, анализируемые в работах Гиса и др. (2002а) и Черепашука и др. (2005) удовлетворяют второму условию. Необходимо очень осторожно анализировать и интерпретировать поведения этих линий поглощений (Барнес и др., 2006). Обнаруженное в работе Черепашук и др. (2005) нагревание поверхности звезды-донора делает эту задачу еще более сложной.

На рис. 9.1 мы построили зависимость расстояния до ближайшей к компактному объекту видимой области струи от прецессионной фазы диска для различных отношений масс компаньонов q . Так как значение отношения масс компаньонов не определено, мы рассмотрели диапазон возможных значений q 0.2-0.7.

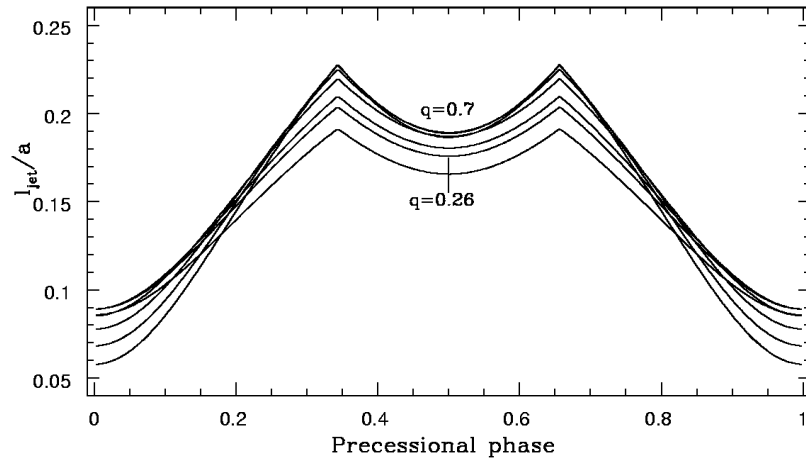


Рис. 9.1: Длина невидимой (скрытой диском) части струи как функция прецессионной фазы для $q=0.2 - 0.7$.

С помощью формулы (9.1) для заданных параметров q , H_{disk} и R_{disk} , мы можем рассчитать максимальную в нашей модели температуру

струи, видимую на различных прецессионных фазах. Напомним, что в интервалах прецессионных фаз $[0,0.33]$ и $[0.33,0.66]$ максимальный вклад в наблюдаемое излучение дают разные струи (верхняя и нижняя). Сравнив зависимости максимальной температуры излучения, полученные при моделировании, с зависимостями, полученными из наблюдений, мы определили параметры нашей модели. Модель наилучшей аппроксимации данных показана на рис. 9.2, ей соответствуют следующие параметры: $l_0/a = 0.06 - 0.09$ (зависит от значения q), $T_0 = 30 \pm 2$ кэВ, и $r_0/a = (1 - 1.6) \times 10^{-2}$ для половины угла раствора струи $\theta = 0.61^\circ$. Здесь и далее по тексту все полученные из наблюдений параметры приведены в системе отсчета наблюдателя, а физические параметры струи приведены в системе отсчета струи.

Неточность при измерении температуры и неполное покрытие прецессионного и нутационного периодов наблюдениями не позволило нам учесть нутацию диска. Для демонстрации на рис. 9.2 штриховой линией показан пример влияния нутационного движения диска на переменность температуры.

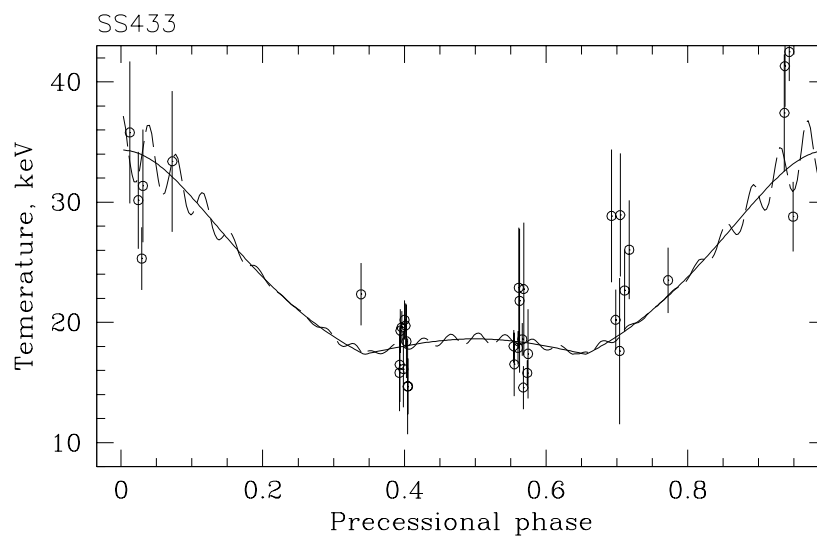


Рис. 9.2: Зависимость максимальной температуры излучающей плазмы от прецессионной фазы. Сплошной кривой показана модель адиабатического охлаждения плазмы, движущейся в коническом потоке с постоянным углом раствора. Штриховой линией показана та же самая модель с учетом нутационного движения геометрически толстого аккреционного диска.

Глава 10

Оценка отношения масс КОМПАНИОНОВ

Орбитальные затмения в рентгеновском диапазоне энергий, наблюдаемые в системе SS433 широко используются для определения ее геометрии (см. например Стюарт и др. (1987); Каваи и др. (1989)).

С одной стороны анализ рентгеновских затмений на прецессионных фазах, когда диск максимально открыт, ($\psi \sim 0$) в предположение, что струя бесконечно тонка по сравнению с оптической звездой, позволяет получить верхний предел на размер звезды-компаньона и, следовательно, нижний предел на отношение масс компаньонов в системе SS433 независимо от (до сих пор противоречивых) измерений кривых радиальных скоростей, получаемых с помощью оптической спектроскопии. Однако, как было показано в параграфе 8.1, размер звезды, полученный из анализа рентгеновского затмения может быть больше настоящего размера звезды из-за присутствия мощного звездного ветра.

С другой стороны исследование рентгеновских затмений на прецессионных фазах $\psi \sim 0.33$ и $\psi \sim 0.66$, когда ось диска лежит в картинной плоскости (так называемые “кроссоверы”, потому что в эти моменты времени проекция скоростей вещества в обеих струях на луч зрения одинакова), позволяют получить оценку радиуса звезды через толщину аккреционного диска. Поскольку рентгеновские орбитальные затмения на этих прецессионных фазах действительно наблюдаются (Филишова и др., 2006), следовательно проекция звезды на картинную плоскость должна быть больше проекции толстого диска. Исходя из этого можно получить верхний предел на отношение масс компаньонов q .

10.1 Орбитальные затмения на прецессионных фазах $\psi \sim 0.33, 0.66$

На рис.10.1 кружками показана наблюдаемая зависимость максимальной температуры излучения во время орбитальных затмений вблизи прецессионных фаз $\psi \sim 0.33$ и 0.66 . При построении этой зависимости были выбраны наблюдения с $\Delta\psi = \pm 0.07$ вокруг указанных выше фаз. Как видно из рисунка орбитальное рентгеновское затмение значительно регистрируется на этих фазах. Отношение максимальной температуры излучения, полученной вне момента затмения, к температуре, полученной в момент затмения равно $\sim 1.9 \pm 0.2$. Штриховой линией на рисунке показаны примеры зависимостей максимальной наблюдаемой температуры во время орбитального затмения на прецессионных фазах $\psi \sim 0.33$ и 0.66 , полученные в нашей модели. Здесь мы не пытались точно аппроксимировать наблюдения, потому что они были сделаны на разных прецессионных и нутационных фазах. Отношение масс компаньонов было принято равным $q = 0.2$, также мы предположили, что размер затмевающей области на 19 % больше полости Роша звезды.

Из рисунка видно, что модельные профили рентгеновских затмений на рассматриваемых прецессионных фазах несимметричны. Причина этого явления кроется в том, что струи на $\psi \sim 0.33$ и 0.66 в следствие прецессии наклонены к орбитальной плоскости по-разному.

Теоретические зависимости отношения максимальных видимых температур во время орбитального затмения и вне его от отношения масс компаньонов построены на рис. 10.2. Сплошной линией показана зависимость, полученная в предположении, что размер звезды равен усредненному по объему радиусу полости Роша. В параграфе 8.1 мы показали, что предположение о размере полости Роша оптического компаньона, как хорошем приближение для размера звезды, непрозрачной для рентгеновского излучения, может быть неправильным из-за сильного поглощения в ее плотном звездном ветре. Поэтому на рис. 10.2 мы также построили модельные зависимости отношения температур для радиуса звезды $R = 1.1R_{\text{Roche}}$ и $R = 1.2R_{\text{Roche}}$ пунктирной и штриховой линией соответственно (см. параграф 8.1). Величина q влияет на глубину затмения во время “кроссовера” через размер (высоту) аккреционного диска и радиус оптической звезды.

Из рис. 10.2 следует, что отношение масс компаньонов в системе SS433

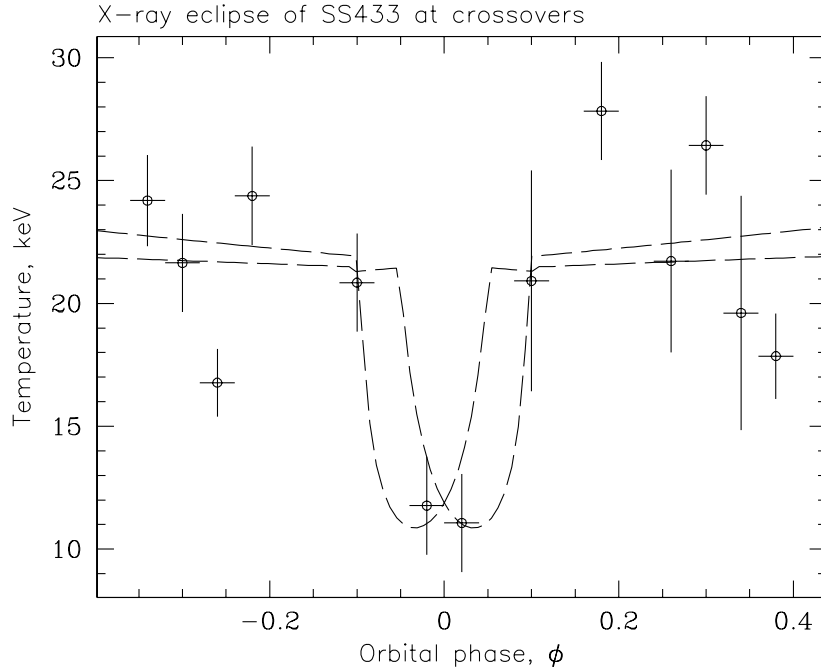


Рис. 10.1: Орбитальные рентгеновские затмения в системе SS433, наблюдаемые во время прецессионных фаз, когда диск лежит в картинной плоскости, $|\psi - 0.33| < 0.07$ и $|\psi - 0.66| < 0.07$. Штриховой линией показаны зависимости максимальной наблюдаемой температуры плазмы от орбитальной фазы, полученные в нашей модели.

не может быть определено напрямую из продолжительности или глубины рентгеновского затмения, поскольку результат зависит от того, на сколько размер затмевающей области больше размера полости Роша звезды. Тем не менее если предположить, что отношение масс компаньонов значительно больше, чем $q \sim 0.3 - 0.35$, тогда размер затмевающей области должен быть очень большой $R \gg 1.2R_{\text{Roche}}$, что вообще говоря маловероятно. Из сравнения отношения наблюдаемых максимальных температур и модельных следует, что размер звезды, непрозрачный для рентгеновского излучения должен быть $R/a \geq 0.5 - 0.55$.

10.2 Орбитальные затмения на прецессионной фазе $\psi \sim 0$

Для получения качественного профиля температуры во время орбитального затмения на прецессионной фазе $\psi \sim 0$, были заказаны наблюдения на обсерватории RXTE в период с 28.07 по 3.08 2005 года. Полученная по этим данным зависимость максимальной наблюдаемой температуры от фазы показана на рис.10.3. С помощью модели профиля температуры струй, построенной в предыдущих параграфах, мы рассчитали ожидаемое поведение максимальной температуры струи во время орбитального затмения для различных радиусов затмевающей области R .

Из сравнения расчетов с полученными наблюдениями следует, что для $q = 0.26$ модель описывает данные наилучшим образом при $R/a = 0.53 \pm 0.02$ ($\chi^2 = 34$ для 24 степеней свободы), что на $\sim 7\%$ больше, чем размер полости Роша оптической звезды при данном q . Модель наилучшей аппроксимации показана на рис. 10.3 пунктирной линией (для демонстрации мы включили в модель нутационное движение аккреционного диска).

Интересно отметить, что качество аппроксимации может быть улучшено, если предположить несферичность затмевающей области (звезда плюс ветер вблизи ее поверхности). Например, можно предположить, что плотность звездного ветра в экваториальной области звезды намного больше, чем в полярных областях.

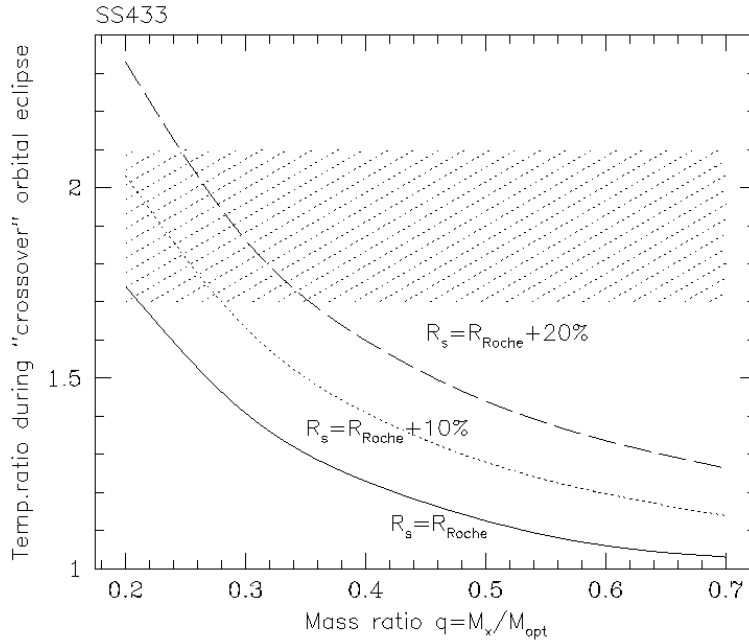


Рис. 10.2: Отношение максимальной температуры плазмы в струях во время орбитального затмения и вне его на прецессионных фазах $\psi \sim 0.33, 0.66$ в зависимости от отношения масс компаньонов q . Сплошной линией показана зависимость для случая, когда размер звезды в точности равен размеру полости Роша $R = R_{Roche}$, пунктирными и штриховыми линиями показаны зависимости для размеров затмевающей области на 10% и 20% больше размера полости Роша соответственно. Заштрихованный прямоугольник соответствует наблюдаемому диапазону отношений температур.

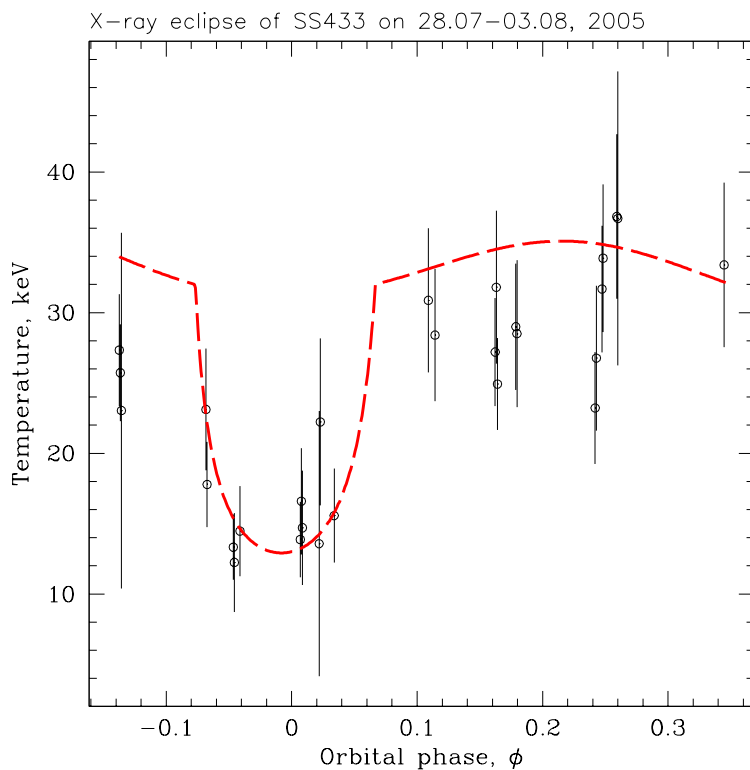


Рис. 10.3: Зависимости максимальной наблюдаемой температуры при орбитальном затмении на прецессионной фазе $\psi \sim 0$. Штриховой линией показана модель наилучшей аппроксимации для $q = 0.26$.

Выводы части II

С помощью большого массива наблюдений, полученного обсерваторией RXTE, мы провели исследования систематической переменности рентгеновского излучения системы SS433, связанной с прецессионным и орбитальным движением компаньонов.

1. При сравнении рентгеновских спектров системы SS433 вблизи и во время затмения, мы обнаружили признаки сильного ($N_H \sim 10^{23} \text{ см}^{-2}$) фотопоглощения рентгеновского излучения около оптической звезды. Мы считаем, что оно связано с присутствием плотного звездного ветра.
2. Обнаруженное сильное фотопоглощение вблизи компаньона позволило нам прийти к выводу, что размер области, осуществляющей орбитальные рентгеновские затмения может быть значительно больше размера полости Роша оптической звезды.
3. В приближение адиабатического охлаждения плазмы, движущейся в коническом потоке с постоянным углом раствора, построена модель профиля температуры в струях. С помощью наблюдений системы SS433 на разных прецессионных фазах были получены следующие параметры модели: максимальная температура струи $kT \sim 30 \text{ кэВ}$ (в системе отсчета струй) достигается на расстоянии $l/a = 0.06 - 0.09$ от компактного объекта. Радиус струи на этом расстоянии $r_0/a = 0.01 - 0.016$.
4. Нам 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 затме-

вающей области $R/a \geq 0.5$, что в свою очередь дает ограничение на отношение масс компаньонов в системе SS 433 $q \leq 0.3 - 0.35$, в предположении, что радиус затмевающей области (звезда плюс ветер) не может быть больше, чем $1.2R_{\text{Roche,secondary}}$.

Заключение

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В работе построена сферически-симметричная модель взаимодействия вещества, выбрасываемого во время вспышки классической Новой, с плотным звездным ветром оптического компаньона, с помощью которой была описана яркая (поток в максимуме составил ~ 2 Краб в диапазоне энергий 3-20 кэВ) рентгеновская вспышка в двойной системе СИ 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 правильного определения параметров разлета оболочки классической Новой необходимы численные расчеты.
2. В рамках модели получены ограничения на параметры взрыва в системе СИ Жирафа: выброшенное вещество уже на 0.1-0.5 день разлета имело скорость ~ 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 оболочка начала замедляться. На основе зависимости средней температуры оболочки от времени на поздних этапах разлета были получены оценки ее массы $m_{ob} \sim 10^{-7} - 10^{-6} M_{\odot}$.
3. В рамках построенной модели также показано, что вылетевшая во время взрыва в системе СИ 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 ~ 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 SS 433, связанной с прецессионным и орбитальным движением компаньонов этой двойной системы. Построена модель профиля температуры плазмы в струях (узких конических выбросах вещества, разлетающихся с субрелятивистскими скоростями порядка $0.26c$, где c - скорость света).
5. Показано, что плотный звездный ветер оптического компаньона в системе SS 433 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 затмеваемой области $R/a \geq 0.5$, что в свою очередь дает ограничение на отношение масс компаньона в системе SS 433 $q \leq 0.3 - 0.35$, в предположении, что радиус затмеваемой области (звезда плюс ветер) не может превышать радиус полости Роша оптического компаньона больше чем на 20%.

Литература

Абрамович (Abramowicz, M.), arXiv:astro-ph/0411185 (2004).

Ахмад и др. (Achmad, L., Lamers H.J.G.L.M., & Pasquini, L.), *Astron. Astrophys.* **320**, 196 (1997).

Антохина и др. (Antokhina, É. A., Seifina, E. V., & Cherepashchuk, A. M.), *Soviet Astronomy*, **36**, 143 (1992).

Барнес и др. (Barnes, A. D., Casares J., Charles P. et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **365**, 296 (2006).

Барсукова и др. (E. A. Barsukova, N. V. Borisov, A. N. Burenkov, V. P. Goranskii, V. G. Klochkova and N. V. Metlova), *Astron. Rep* **50**, 664 (2006).

Бат, Шавив (G. T. Bath and G. Shaviv), *MNRAS* **183**, 515 (1978).

Боде, Кан (M. F. Bode and F. D. Kahn), *MNRAS* **217**, 205 (1985).

Боде и др. (M. F. Bode, T. J. O'Brien, J. P. Osborne, et al.), *Astrophys. J.* **652**, 629 (2006).

Боде (M. F. Bode), Cambridge University Press, "Classical Nova" (2006).

Бойрин и др. (L. Boirin, A. N. Parmar, T. Oosterbroek, D. Lumb, M. Orlandini and N. Schartel), *Astron. Astrophys.* **394**, 205 (2002).

Бринкман и др. (Brinkmann W., Kawai N., Matsuoka M., Fink H. H.), *Astron. Astrophys.* **241**, 112 (1991).

Бук (D. L. Book), *Shock Waves* **4**, 1 (1994).

- Вагнер, Старфилд (R. Wagner and S. Starrfield), IAU Circ. 6857 (1998).
- Вальдер и др. (R. Walder, D. Folini and S. Shore), *Astron. Astrophys.* **484**, 9 (2008).
- Ватсон и др. (Watson M., Stewart G., Brinkmann W. et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **222**, 261 (1986).
- Волкер (Walker M.), *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **66**, 230 (1954).
- Вусли, Вейвер (S. Woosley and T. Weaver), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **24**, 205 (1986).
- Галагер, Старфилд (J. S. Gallagher and S. Starrfield) *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **16**, 171 (1978)
- Гис и др. (Gies, D. R., Huang, W., & McSwain, M. V.), *Astrophys. J.* **578**, L67 (2002).
- Гис и др. (Gies D. R., McSwain M. V., Riddle R. L. et al.), *Astrophys. J.* , **566**, 1069 (2002).
- Гласнер и др. (S. A. Glasner, E. Livne and J. W. Truran), *Astrophys. J.* **625**, 347 (2005)
- Гласнер и др. (S. A. Glasner, E. Livne and J. W. Truran), *Astrophys. J.* **665**, 1321 (2007).
- Гревесе, Сауваль (N. Grevesse and A. Sauval), *Space Sci. Rev.* **85**, 161 (1998).
- Дас и др. (R. Das, D. P. K. Banerjee and N. M. Ashok), *Astrophys. J.* **653**, L141 (2006).
- Дваркадас, Шевальер (V. Dwarkadas and R. Chevalier), *Astrophys. J.* **497**, 807 (1998).
- Джианоне, Вайгерт (Giannone P, Weigert A.), *Z. Astrophys.* **67**, 41 (1967).
- Долан и др. (Dolan, J. F., Boyd P. T., Fabrika S. N. et al.), *Astron. Astrophys.* **327**, 648 (1997).

- Дум и др. (T. Dumm, D. Folini, H. Nussbaumer, et al.), *Astron. Astrophys.* **354**, 1014 (2000).
- Игнасе и др. (R. Ignace, J. Cassinelli and J. Bjorkman), *Astrophys. J.* **459**, 671 (1996).
- Ишида и др. (M. Ishida, K. Morio and Y. Ueda), *Astrophys. J.* **601**, 1088 (2004).
- Каваи и др. (Kawai, N., Matsuoka, M., Pan, H., et al.), *PASJ* **41**, 491 (1989).
- Като, Хачису (M. Kato and I. Hachisu), *Astrophys. J.* **437**, 802 (1994).
- Кахабка, ван ден Хойвел (P. Kahabka and E. P. J. van den Heuvel), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **35**, 69 (1997).
- Керсек и др. (A. Kercek, W. Hillebrandt and J. W. Truran), *Astron. Astrophys.* **337**, 379 (1998).
- Керсек и др. (A. Kercek, W. Hillebrandt and J. W. Truran), *Astron. Astrophys.* **345**, 831 (1999).
- Кларк и др. (J. S. Clark, A. S. Miroshnichenko, V. M. Larionov, et al.), *Astron. Astrophys.* **356**, 50 (2000).
- Котани и др. (Kotani T., Kawai N., Matsuoka M. et al.), *PASJ* **48**, 619 (1996).
- Коваль, Шакура (Koval', E. & Shakura N.), *Proc. 23rd ESLAB Symp. on Two- Topics in X-ray Astronomy (ESA SP-296)*, 479 (1989).
- Крафт (Kraft), *Adv. Astr. and Ap.* **2**, 43 (1963).
- Крафт (Kraft), *Astrophys. J.* **139**, 457 (1964).
- Ллойд и др. (H. M. Lloyd, T. J. O'Brien, M. F. Bode, et al.), *Nature* **356**, 222 (1992).
- МакДональд и др. (J. MacDonald, M. Y. Fujimoto and J. W. Truran), *Astrophys. J.* **294**, 263 (1985).
- МакЛаухлин (D. McLaughlin), *PASP* **59**, 244 (1947).

- МакЛаughлин (D. McLaughlin), *AnAp* **27**, 496 (1964).
- Маргон (Margon, B.), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **22**, 507 (1984).
- Маршал и др. (Marshall F. E., Swank J. H., Boldt E. A. et al.), *Astrophys. J.* **230**, L1 (1979).
- Маршал и др. (Marshall, H. L., Canizares, C. R., & Schulz, N. S.), *Astrophys. J.* **564**, 941 (2002).
- Масаи (K. Masai), *Astrophys. J.* **437**, 770 (1994).
- Мацуока и др. (Matsuoka M., Takano S., Makishima K.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **222**, 605 (1986).
- Миодушевски, Рупен (A. J. Mioduszewski and M. P. Rupen), *Astrophys. J.* **615**, 432 (2004).
- Мукаи, Ишида (K. Mukai and M. Ishida), *Astrophys. J.* **551**, 1024 (2001).
- Надежин (D. Nadyozhin), *Astrophys. Space Sci.* **112**, 225 (1985).
- Назаренко, Глазунова (Nazarenko V. V. & Glazunova L. V.), *ARep* **49**, 826 (2005).
- Намики и др. (Namiki M., Kawai N., Kotani T. et al.) *PASJ* **55**, 281 (2003).
- Нанди и др. (Nandi A., Chakrabarti S., Belloni T. et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **359**, 629 (2005).
- Нох (W. F. Noh), *Comp. Phys.* **72**, 78 (1978).
- О'Брайн и др. (T. J. O'Brien, M. F. Bode and F. D. Kahn), *MNRAS* **255**, 683 (1992).
- О'Брайн и др. (T. J. O'Brien, H. M. Lloyd and M. F. Bode), *MNRAS* **271**, 155 (1994).
- Окуда и др. (Okuda T., Teresi V., Toscano E. et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **357**, 295 (2005).
- Орр и др. (A. Orr, A. N. Parmar, M. Orlandini, et al.), *Astron. Astrophys.* **340**, L19 (1998).

- Паркер (E.N. Parker) *Interplanetary dynamical processes* (New York: Interscience, 1963).
- Пачински (Paczynski B.), *Astrophys. J.* **216**, 822 (1997).
- Приальник (D. Prialnik), *Astrophys. J.* **310**, 222 (1986).
- Приальник, Коветц (D. Prialnik and A. Kovetz), *AIP Conf. Proc.* **797**, 319 (2005).
- Ревнивцев и др. (M. G. Revnivitsev, A. N. Emel'Yanov and K. N. Borozdin), *Astron. Lett.* **25**, 294 (1999).
- Ревнивцев и др. (Revnivitsev M., Fabrika S., Abolmasov P. et al.), *Astron. Astrophys.* **447**, 545 (2006).
- Робинсон и др. (E. L. Robinson, I. I. Ivans and W. F. Welsh), *Astrophys. J.* **565**, 1169 (2002).
- Рождественский Б.Л., Яненко Н.Н., *Системы квазилинейных уравнений* (М.: Наука, 1978).
- Ропке (F. K. Röpkе), *Astron. Astrophys.*, **432**, 969 (2005).
- Рупен (Rupen M., Mioduszewski A., Sokoloski, J.), *Astrophys. J.* , **688**, 559 (2008).
- Самарский А.А. и Попов Ю.П., *Разностные методы решения задач газовой динамики*, (М.: Наука, 1992).
- Седов Л. И., *Прикладная математика и механика*, том IX, с. 295 (1945).
- Седов Л. И., *Методы подобия и размерности в механике* (М.: Наука, 1981).
- Смит и др. (D. Smith, R. Remillard, J. Swank, T. Takeshima and E. Smith), *IAUCirc.* 6855 (1998).
- Соколки и др. (J. L. Sokoloski, G. J. M. Luna, K. Mukai and S. J. Kenyon), *Nature* **442**, 276 (2006).
- Спитцер Л., *Физические процессы в межзвездной среде* (М.: Мир, 1981).

- Спаркс (W. M. Sparks), *Astrophys. J.* **156**, 569 (1969).
- Старфилд и др. (S. Starrfield, W. M. Sparks and J. W. Truran), *Proceedings of the Symposium: structure and evolution of close binary systems*, **73**, 155 (1976).
- Старфилд и др. (S. Starrfield, W. M. Sparks and J. W. Truran), *Astrophys. J.* , **208**, 819 (1976).
- Старфилд и др. (S. Starrfield, W. M. Sparks and J. W. Truran), *Astrophys. J.* **291**, 136 (1985).
- Стюарт и др. (Stewart G., Watson M., Matsuoka M. et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **228**, 293 (1987).
- Таки и др. (Takei D., Tsujimoto M., Kitamoto S. et al.), *Astrophys. J.* **697**, 54 (2009).
- Татищев, Хернанз (Tatischeff V., Hernanz M.), *Astrophys. J.* **663**, 101 (2007).
- Уеда и др. (Y. Ueda, M. Ishida, H. Inoue, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **508**, L167 (1998).
- Фабрика (Fabrika S. N.), *Ap&SS* **252**, 439 (1997).
- Фабрика и др. (Fabrika S. N., Goranskij V. P., Rakhimov V. Y. at al.), *BSAO* **43**, 109 (1997).
- Фабрика (Fabrika, S.), *Astrophysics and Space Physics Reviews* **12**, 1 (2004).
- Филд (G. B. Field), *Astrophys. J.***142**, 531 (1965).
- Филиппова Е., Ревнивцев М., Фабрика С. и др. (Filippova E., Revnivitsev M., Fabrika S. et al.), *Astron. Astrophys.***460**, 125 (2006).
- Филиппова Е., Ревнивцев М., Лутовинов А., *Письма в Астрон. журнал* **34**, 883 (2008).
- Филиппова Е., Ревнивцев М., Лутовинов А., *Письма в Астрон. журнал* **35**, 764 (2009).

- Хайнс и др. (R. I. Hynes, J. S. Clark, E. A. Barsukova, et al.), *Astron. Astrophys.* **392**, 991 (2002).
- Хаушильд и др. (P. Hauschildt, S. Starrfield, S. Austin et al.), *Astrophys. J.***442**, 831 (1994).
- Хернанз, Жозе (Hernanz M., Jose J.), *Nuclear Physics A*, **758**, 721 (2005).
- Хилвиг и др. (Hillwig T., Gies D., Huang W. at al.), *Astrophys. J.***615**, 422 (2004).
- Хохлов и др. (A. Khokhlov, E. Müller and P. Höflich), *Astron. Astrophys.* **270**, 223 (1993).
- Шафтер (Shafter A.), *AIP Conf. Proc.* **637**, 462 (2002).
- Шварц и др. (G. Schwarz, S. Shore, S. Starrfield et al.) , *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.***320**, 103 (2001).
- Черепашук (Cherepashchuk, A.), *Space Sci. Rev.* **102**, 23 (2002).
- Черепашук и др. (Cherepashchuk, A. M., Sunyaev, R. A., Seifina, E. V. et al.), *Astron. Astrophys.* **411**, L441 (2003).
- Черепашук (Cherepashchuk A. M., Sunyaev R. A., Fabrika S. N. et al.), *Astron. Astrophys.* **437**, 561 (2005).
- Эгглетон (Eggleton, P. P.), *Astrophys. J.* **268**, 368 (1983).
- Юан и др. (Yuan, W., Kawai, N., Brinkmann, W. at al.), *Astron. Astrophys.* **297**, 451 (1995).
- Янка и др. (H.-T. Janka, T. Zwerger and R.Moenchmeyer), *Astron. Astrophys.* **268**, 360 (1993).
- Ярон и др. (O. Yaron, D. Prialnik, M. M. Shara and A. Kovetz), *Astrophys. J.* **623**, 398 (2005).
- Яхода и др. (Jahoda K., Markwardt C. B., Radeva Y. at al.) *ApJS* **163**, 401 (2006).