

## НЕЙТРИННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ СВЕРХВСПЫШКАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

© 2023 г. А. Д. Каминкер<sup>1\*</sup>, А. Ю. Потехин<sup>1</sup>, Д. Г. Яковлев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 17.09.2023 г.

После доработки 21.11.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Сверхвспышки нейтронных звезд — редкие, но мощные события, объясняемые взрывным горением углерода в глубоких слоях внешней оболочки звезды. В данной работе выполнено моделирование сверхвспышек, предложен простой метод описания нейтринной стадии их охлаждения, а также метод описания эволюции энергии взрыва на масштабах нескольких месяцев. Отмечено универсальное соотношение для распределения температуры во вспыхнувшем слое на нейтринной стадии его остывания, а также унификация болометрических кривых блеска и скорости нейтринного теплоотвода для глубоких и мощных вспышек. Указано на возможность длительного удержания энергии вспышки в оболочке звезды. Результаты могут быть полезны для интерпретации наблюдений сверхвспышек.

**Ключевые слова:** нейтронные звезды, рентгеновская астрономия.

**DOI:** 10.31857/S0320010823120033, **EDN:** RXKLD0

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтронные звезды (НЗ) проявляют взрывную активность различных типов. В частности, вспышки аккрецирующих НЗ объясняются взрывным ядерным горением в их внешней оболочке. Сравнение наблюдений с теоретическими моделями позволяет получать полезную информацию о физических условиях во взрывающихся слоях, о режимах аккреции, массах и радиусах НЗ, об уравнении состояния сверхплотной материи в ядрах НЗ и о многом другом (см., например, Занд, 2017; Галлоуэй, Кик, 2021).

Аккрецирующие НЗ в двойных системах демонстрируют рентгеновские вспышки, вызванные взрывами аккрецированного водорода и гелия под самой поверхностью звезды, а также значительно более редкие, но сильные сверхвспышки (СВ), инициированные взрывом углерода ( $^{12}\text{C}$ ) в более глубоких слоях; см., например, обзор Занда (2017).

В этой работе мы рассмотрим СВ. Их моделирование активно ведется уже более двадцати лет с учетом динамики аккреции, цепочек ядерных реакций, различных механизмов переноса тепла, нейтринного охлаждения и др.; см., например, Камминг, Макбет (2004); Камминг и др. (2006); Кик, Хегер (2011); Альтамирано и др. (2012), Кик и др. (2012, 2015).

СВ происходят в глубоких слоях внешней оболочки НЗ (например, Хенсель и др., 2007). Оболочка простирается от поверхности НЗ до плотности нейтронизации вещества ( $\rho_{\text{drip}} \approx 4.3 \times 10^{11} \text{ г/см}^3$ ). Толщина оболочки составляет несколько сотен метров, а ее масса  $\sim 10^{-5} M_{\odot}$ . Ее вещество состоит, в основном, из электронов и ионов (частично или полностью ионизованных атомных ядер), причем ионы могут образовывать кристалл, жидкость или газ.

В частности, нас будет интересовать нейтринное охлаждение СВ. Ранее оно включалось в расчеты, но систематически не исследовалось. Кроме того, мы проанализируем динамику эволюции энергии СВ в течение нескольких месяцев и обратим внимание на возможность удержания энергии вспышки в звезде длительное время.

### 2. ЗАДАЧА И ЧИСЛЕННЫЙ КОД

Хорошо известно (например, Кик, Хегер, 2011; Альтамирано и др., 2012; Кик и др., 2012, 2015), что собственно вспышке предшествует стадия образования углерода ( $^{12}\text{C}$ ) за счет водородно-гелиевого горения в самых внешних слоях НЗ. Углеродсодержащее вещество постепенно накапливается и погружается в оболочку под весом вновь аккрецированного вещества и достигает условий взрывного поджига на дне углеродного слоя с плотностью  $\rho_{\text{ign}}$  и температурой  $T_{\text{ign}}$  (например, Кик, Хегер, 2011).

\*Электронный адрес: kam@astro.ioffe.ru

Вслед за поджигом происходит быстрое (длящееся несколько минут) ядерное горение в широком углеродном слое,  $\rho_{\min} \leq \rho \leq \rho_{\text{ign}}$ , где  $\rho_{\min}$  — плотность на его наружной границе. Мощность взрыва определяется параметром  $Q_b$ , задающим количество выделенной энергии на один нуклон;  $Q_b$  может меняться в зависимости от условий задачи. Согласно расчетам, при взрыве углеродсодержащее вещество перегорает в элементы группы железа.

По теории максимальная плотность поджига ограничена величиной  $\rho_{\text{ign},9} = \rho_{\text{ign}}/(10^9 \text{ г/см}^3) \lesssim 5$ , поскольку при более высоких  $\rho_{\text{ign}}$  ядра  $^{12}\text{C}$  перестают существовать из-за пикноядерных реакций и бета-захватов (например, Шапиро, Тьюколски, 1985).

После взрыва наступает тепловая релаксация нагретого слоя, наблюдаемая по кривым блеска на протяжении нескольких часов или суток. Однако внутренняя тепловая релаксация может длиться более года (например, Кик, Хегер, 2011). Она определяется диффузией выделившегося тепла к поверхности и внутрь НЗ, а также нейтринным охлаждением нагретого вещества.

Для моделирования СВ мы использовали численный код, разработанный для изучения остывания НЗ на различных пространственных и временных масштабах и включающий современную микрофизику вещества НЗ (Потехин, Шабрие, 2018). Особенностью этого кода, проявляющейся при моделировании распространения тепла во внешних оболочках НЗ на сравнительно коротких временах, является аккуратный учет снятия электронного вырождения с уменьшением плотности или ростом температуры. Рассчитывается тепловая эволюция всей звезды, хотя температура ее ядра почти не меняется за время наблюдений. Мы не претендуем на полное самосогласованное моделирование СВ, а делаем несколько упрощений, допустимость которых обсуждается ниже.

Мы не изучаем эволюцию аккрецированного вещества в оболочке НЗ перед взрывом, включая динамику поджига, образование и выход ударной волны и сопутствующие явления (например, Кик, Хегер, 2011). Мы предполагаем, что взрыв происходит в слое  $\rho_{\min} \leq \rho \leq \rho_{\text{ign}}$ , в котором  $Q_b$  не зависит от плотности  $\rho$ . Величины  $\rho_{\min}$ ,  $\rho_{\text{ign}}$ ,  $Q_b$  и  $T_{\text{ign}}$  считаются свободными параметрами. Основная энергия СВ сосредоточена в окрестности плотности поджига  $\rho_{\text{ign}}$ , поэтому результаты нечувствительны к  $\rho_{\min}$ , если  $\rho_{\min} \ll \rho_{\text{ign}}$  (для определенности мы фиксировали  $\rho_{\min} = 10^7 \text{ г/см}^3$ ). Начальный профиль температуры соответствовал тепловому квазиравновесию в остывающей НЗ при  $T_{\text{ign}} \sim (1-5) \times 10^8 \text{ К}$ . При каждой плотности  $\rho$  в

выбранном слое энергия взрыва выделялась равномерно по времени в течение 100 с (в локальной системе отсчета), после чего энерговыделение прекращалось. Величина  $\rho_{\text{ign},9}$  варьировалась в пределах от 0.1 до 5.

Величины, введенные выше, определены в локальной системе отсчета во внешней оболочке НЗ. Величины в системе покоя удаленного наблюдателя далее помечаются тильдой. Подчеркнем, что всюду (на рисунках и в тексте), кроме раздела 3, под временем  $t$  понимается координатное шварцшильдово время. Однако в разделе 3 введено время в системе отсчета, сопутствующей оболочке НЗ, что учитывается при сравнении с результатами остальных разделов.

### 3. ЧИСТО НЕЙТРИННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Начальный период остывания нагретого слоя после взрыва удобно описывать в простом приближении нейтринного охлаждения. Для этого достаточно использовать хорошо известное приближение мгновенного взрыва (например, Альтамирано и др., 2012), в котором температура в слое горения при каждой плотности  $\rho$  адиабатически достигает максимального значения  $T_{\text{max}}(\rho)$ . Затем нейтринное излучение охлаждает каждый элемент вещества независимо от других в соответствии с уравнением

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = -Q_\nu, \quad (1)$$

где  $C$  — теплоемкость (при постоянном давлении  $P$ ) единицы объема вещества, а  $Q_\nu$  — скорость нейтринного энерговыделения в этом объеме. Основными нейтринными процессами при СВ являются излучение нейтрино при распаде лентмюровских плазмонов и аннигиляция электронно-позитронных пар в нейтринные пары. Решение уравнения (1),

$$t = \int_T^{T_{\text{max}}} \frac{C(T')}{Q_\nu(T')} dT', \quad (2)$$

зависит (параметрически) только от значений  $\rho$  и  $Q_b$  в данном элементе вещества; поэтому  $T = T(t, \rho, Q_b)$ . Оно нечувствительно к модели НЗ (к массе, радиусу, уравнению состояния) и кардинально упрощает изучение нейтринной стадии охлаждения СВ. Однако, когда становится важной диффузия тепла (см., например, Яковлев и др., 2021), отмеченная универсальность нарушается.

Добавим, что при моделировании СВ вместо плотности  $\rho$  часто используют колонковую плотность (column depth) вещества  $y$  ( $\text{г/см}^2$ ), а вместо  $Q_b$  — колонковую плотность энергии взрыва  $E_i$

(эрг/см<sup>2</sup>). Однако решение (2) нечувствительно к модели НЗ именно при использовании величин  $\rho$  и  $Q_b$ . Одно такое решение легко применимо для любой модели. В этом смысле распределения температуры на нейтринной стадии СВ для разных моделей НЗ являются универсальными.

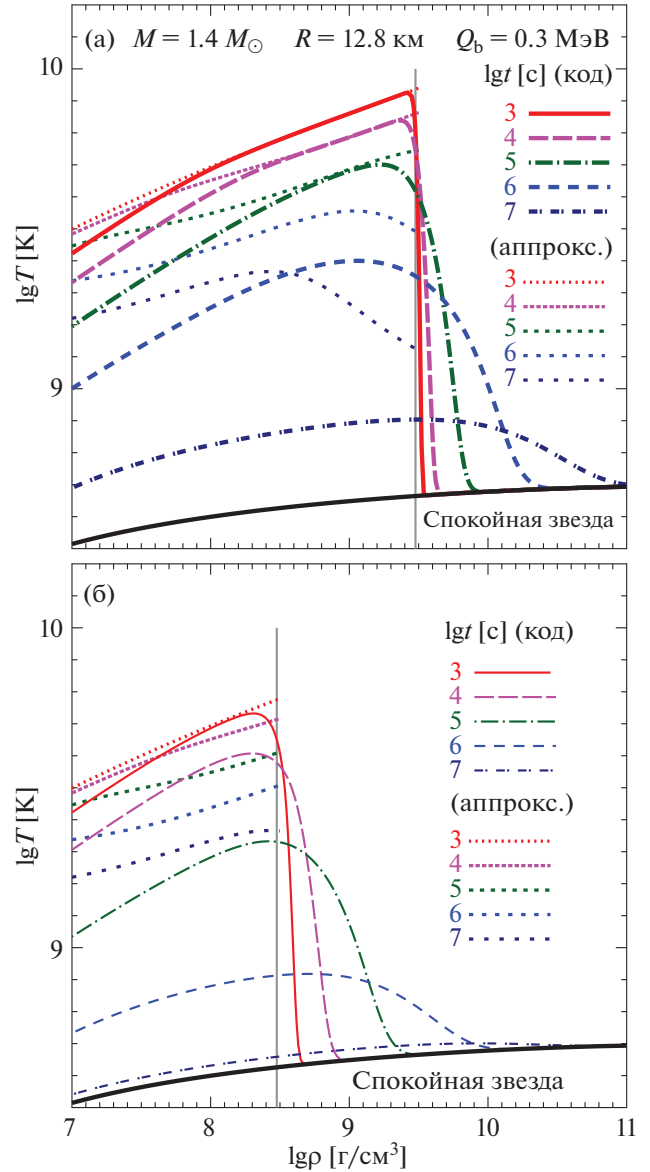
Это свойство полезно для тестирования расчетов с помощью компьютерного кода. Кроме того, решение (2) в принципе можно использовать и в самом коде для ускорения вычислений на нейтринной стадии СВ.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Приведем результаты моделирования СВ с помощью численного кода и сравним их, где возможно, с приближением чисто нейтринного охлаждения. На представленных рисунках (кроме рис. 6) использована модель НЗ с массой  $1.4 M_\odot$ , внутренняя кора и ядро которой описываются уравнением состояния BSk24 (Пирсон и др., 2018), а внешняя кора состоит из железа  $^{56}\text{Fe}$  (радиус такой звезды составляет 12.8 км); мы рассматривали и другие модели и получили похожие результаты.

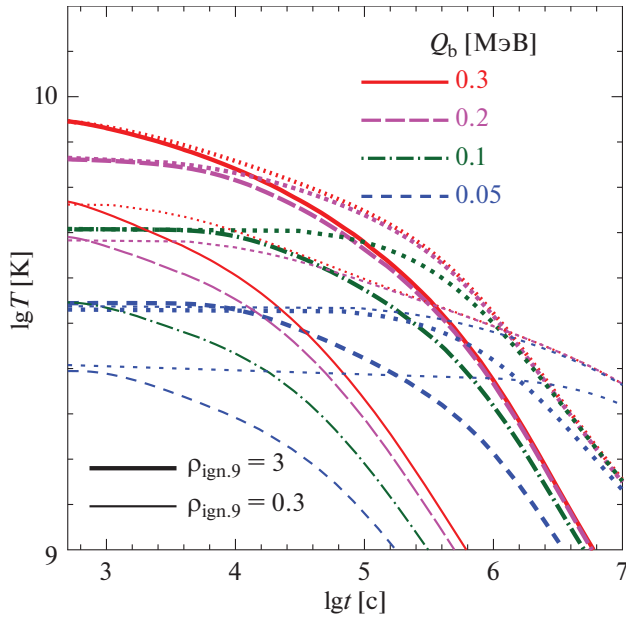
Рисунок 1 показывает профили  $T(\rho)$  во вспыхнувшем слое и вблизи него для двух СВ в разные моменты времени  $t \leq 10^7$  с в системе отсчета внешней оболочки. Рисунок 1(а) отвечает  $\rho_{\text{ign},9} = 3$ , а 1(б) —  $\rho_{\text{ign},9} = 0.3$ ; калорийность топлива  $Q_b = 0.3$  МэВ одинакова. Кривые помечены значениями  $\lg(t \text{ [с]})$ . Верхние кривые ( $t = 1000$  с, почти сразу после СВ) близки к термодинамической кривой  $T_{\text{max}}(\rho)$ , единой при фиксированном  $Q_b$ . Отметим резкие изломы  $T_{\text{max}}(\rho)$  при  $\rho \approx \rho_{\text{ign}}$ . Растекание тепла из области взрыва постепенно превращает излом в размытый максимум, глубже которого тепло диффундирует внутрь НЗ, а при более низких  $\rho$  — наружу.

Точечными линиями на рис. 1(а) и 1(б) показаны профили температуры при чисто нейтринном охлаждении. При глубоком поджиге ( $\rho_{\text{ign},9} = 3$ ) это приближение хорошо работает во всей энергонеющей области вспышки ( $\rho_9 \gtrsim 0.3$ ) в течение  $t \lesssim (1-3) \times 10^5$  с. При чисто нейтринном охлаждении профили температуры  $T(\rho, t)$  универсальны и могут быть легко получены без использования кода остывания. При более мелком поджиге ( $\rho_{\text{ign},9} = 0.3$ ) стадия нейтринного охлаждения оказывается гораздо короче ( $t \lesssim 10^3$  с) и практически незначимой (см. ниже). Таким образом, приближенные решения совпадают с точными в тех случаях, когда охлаждение вещества определяется нейтринным излучением, т.е. на достаточно малых временах при большом вспыхившем нагреве.



**Рис. 1.** Зависимость внутренней температуры  $T$  от плотности  $\rho$  в области вспышки в разные моменты времени  $t$  при  $Q_b = 0.3$  МэВ для двух глубин поджига, (а) —  $\rho_{\text{ign},9} = 3$  (жирные кривые) и (б) —  $\rho_{\text{ign},9} = 0.3$  (тонкие кривые). Точечные линии (аппрокс.) — приближение нейтринного охлаждения; они обрезаны при  $\rho > \rho_{\text{ign}}$  (при  $\rho < \rho_{\text{ign}}$  точечные кривые одинаковы в случаях (а) и (б)).

При падении температуры  $T(\rho)$  приближение нейтринного охлаждения нарушается. Так, в слое с произвольной плотностью  $\rho$  нейтринное охлаждение становится несущественным при достаточно низких  $Q_b$ , при которых  $T(\rho) \lesssim T_\nu$ , где  $T_\nu \sim (3-4) \times 10^9$  К — характерная температура, значение которой слабо зависит от  $\rho$ . Это обстоятельство неоднократно отмечалось в литературе (см.,



**Рис. 2.** Зависимость  $T(t)$  для двух моделей поджига на рис. 1 в слоях с  $\rho = 0.8 \rho_{\text{ign}}$  при  $Q_b = 0.3, 0.2, 0.1$  и  $0.05$  МэВ. Сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии — расчет, точечные — приближение нейтринного охлаждения. Здесь и далее за начало отсчета  $t$  принят момент окончания нагрева в слое ( $\rho_{\text{min}}, \rho_{\text{ign}}$ ).

например, Камминг, Макбет, 2004; Камминг и др., 2006).

На рис. 2 для примера изображена эволюция температуры  $T(t)$  в четырех СВ с разным тепловыделением ( $Q_b = 0.05–0.3$ ) и с поджигом либо при  $\rho_{\text{ign},9} = 3$  (жирные линии), либо при  $\rho_{\text{ign},9} = 0.3$  (тонкие линии). При каждом значении  $\rho_{\text{ign}}$  профили  $T(t)$  изображены для слоя с плотностью  $\rho = 0.8 \rho_{\text{ign}}$ .

Показательно, что кривые остывания  $T(t)$  для двух наиболее мощных СВ ( $\rho_{\text{ign},9} = 3$ ,  $Q_b \gtrsim 0.2$ ) при  $t \gtrsim 10^4–10^5$  с сливаются в одну и ту же “универсальную” кривую. Такой эффект хорошо известен в теории нейтринного остывания НЗ (например, Яковлев, Петик, 2004) как эффект “потери памяти” о начальных условиях из-за сильной зависимости темпа нейтринного остывания от температуры: заметное превышение  $T$  над  $T_\nu$  вызывает быстрое нейтринное охлаждение до  $T \sim T_\nu$ , что и “унифицирует” остывание. Если увеличивать  $Q_b$  еще больше, то дополнительная энергия вспышки будет уноситься нейтрино, и зависимость  $T(t)$  при  $t \gtrsim 10^5$  с не изменится.

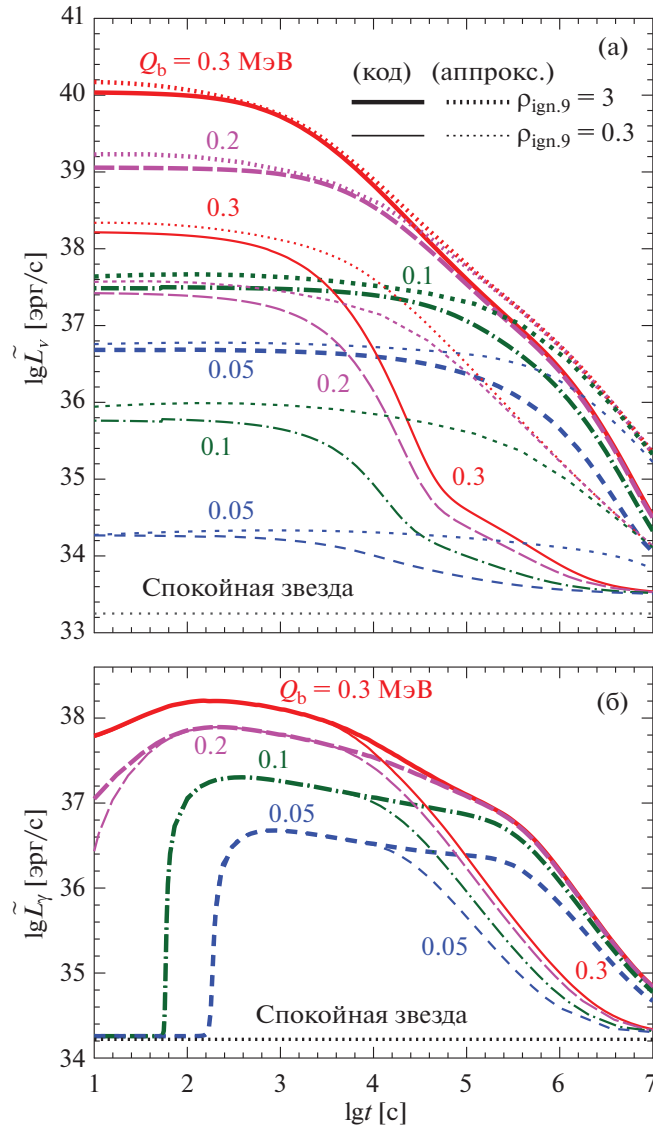
Однако в других случаях, рассмотренных на рис. 2, нейтринное остывание (при  $\lg t \gtrsim 4$ ) оказывается столь слабым, что фактически не влияет на  $T(t)$ .

На рис. 3(а) и 3(б) представлены болометрические нейтринные и электромагнитные кривые блеска,  $\tilde{L}_\nu(t)$  и  $\tilde{L}_\gamma(t)$ , для тех же моделей СВ, что и на рис. 2. Сравнение  $\tilde{L}_\nu(t)$  и  $\tilde{L}_\gamma(t)$  показывает, что в неглубокой вспышке ( $\rho_{\text{ign},9} = 0.3$ ) при всех выбранных значениях  $Q_b$  (за исключением самых ранних моментов после ядерной вспышки) доминирует фотонная светимость  $\tilde{L}_\gamma(t)$ . В глубокой вспышке ( $\rho_{\text{ign},9} = 3$ ), особенно при высокой калорийности топлива ( $Q_b = 0.3$  и  $0.2$  МэВ), наоборот, нейтринный теплоотвод становится определяющим. Слияние кривых  $\tilde{L}_\nu(t)$  при  $Q_b = 0.3$  и  $Q_b = 0.2$  подтверждает вывод об унификации остывания глубоких и мощных СВ при  $t \gtrsim 3 \times 10^4$  с под действием мощного нейтринного излучения.

Точечные линии на рис. 3(а) показывают зависимости  $\tilde{L}_\nu(t)$ , вычисленные в приближении чисто нейтринного охлаждения. Они получены интегрированием нейтринных потерь энергии  $Q_\nu(\rho, t)$  по области вспыхнувшего слоя в оболочке НЗ. Сравнение с результатами точных расчетов подтверждает выводы о длительности и эффективности стадии нейтринного охлаждения, сделанные при анализе рис. 1 и 2.

Участки электромагнитных кривых блеска, показанные на рис. 3(б), формируются после выхода на поверхность НЗ тепловой волны от вспыхнувшего слоя (например, Камминг, Макбет, 2004; Кик, Хегер, 2011; Кик и др., 2012). Начальные участки определяются внешними частями этого слоя ( $\rho \sim \rho_{\text{min}}$ ), а более поздние — глубокими, энергонесущими частями ( $\rho \sim \rho_{\text{ign}}$ ). Но на раннем этапе зависимости  $T(\rho)$  при одинаковых  $Q_b$  близки между собой (рис. 1). Поэтому ранние участки ( $t \sim 10^2–10^4$  с) кривых блеска  $\tilde{L}_\gamma(t)$  для СВ с такими  $Q_b$  слабо отличаются друг от друга (рис. 3(б)). Вспышки с  $\rho_{\text{ign},9} = 0.3$  являются более короткими, чем глубокие вспышки с  $\rho_{\text{ign},9} = 3$ . Близость кривых  $\tilde{L}_\nu(t)$ , как и кривых  $\tilde{L}_\gamma(t)$ , для глубоких СВ при  $Q_b = 0.3$  и  $0.2$  МэВ на поздних стадиях ( $t \gtrsim 10^4$  с) объясняется тем же унифицирующим влиянием мощного нейтринного теплоотвода в начале СВ.

На рис. 4 приведены кривые блеска  $\tilde{L}_\gamma(t)$ , рассчитанные для вспышек с  $Q_b = 0.3$  МэВ при шести глубинах поджига  $\rho_{\text{ign},9}$  от 0.1 до 5. При  $t \lesssim 1000$  с, все кривые почти совпадают, а далее различаются, но обладают общими свойствами. Видно, что с ростом  $\rho_{\text{ign}}$  длительность послесвечения СВ растет, что связано с увеличением времени диффузии тепла к поверхности НЗ из более глубоких слоев (см., например, Яковлев и др., 2021).

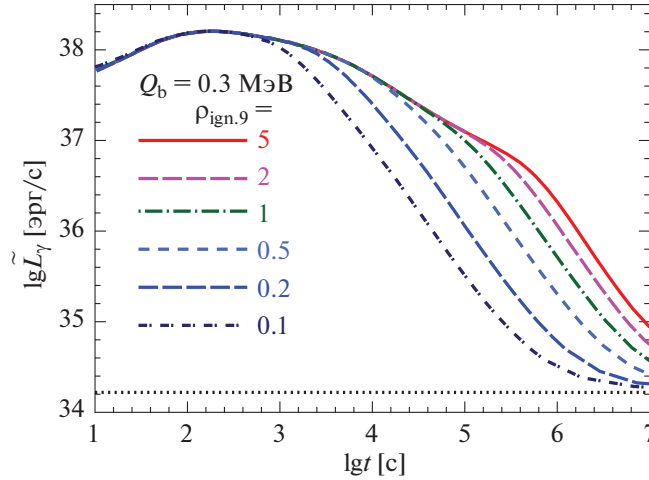


**Рис. 3.** Нейтринные  $\tilde{L}_\nu(t)$  (а) и электромагнитные  $\tilde{L}_\gamma(t)$  (б) кривые блеска, рассчитанные для тех же моделей СВ, что и на рис. 2. Светимости показаны с учетом гравитационного красного смещения.

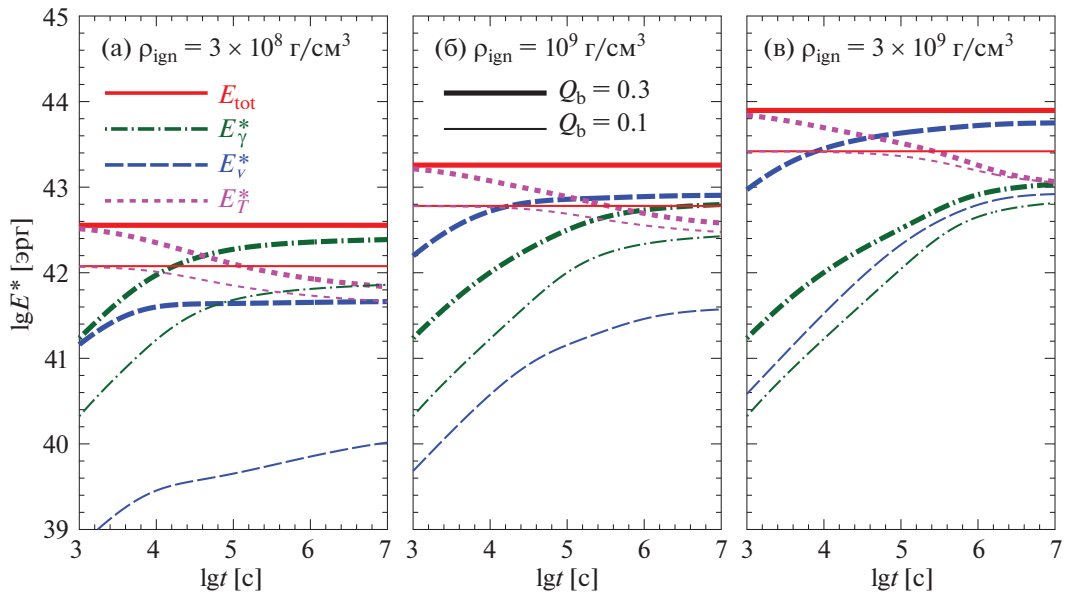
Отметим, что наши расчеты позволяют изучать зависимость тепловой энергии СВ от времени. Полная энергия СВ,  $E_{\text{tot}}$ , выделяется уже за несколько минут после начала СВ в слое вспыхнувшего углерода. Зная из расчетов фотонную  $L_\gamma(t)$  и нейтринную  $L_\nu(t)$  светимости НЗ, а также светимости  $L_{\gamma 0}$  и  $L_{\nu 0}$  в спокойной НЗ (до СВ), находим светимости  $L_\gamma^* = L_\gamma - L_{\gamma 0}$  и  $L_\nu^* = L_\nu - L_{\nu 0}$ , обусловленные собственно СВ. Интегрируя их по времени от начала нагрева до текущего момента  $t$ , получим фотонную и нейтринную энергии СВ,  $E_\gamma^*(t)$  и  $E_\nu^*(t)$ , унесенные из звезды к моменту  $t$ . Величину  $E_T^*(t) = E_{\text{tot}} - E_\gamma^*(t) - E_\nu^*(t)$  можно назвать остаточной тепловой энергией СВ в НЗ. Здесь энергии и светимости приведены в

сопутствующей системе отсчета, поскольку все основные процессы тепловой эволюции происходят во внешней коре, достаточно тонкой, чтобы пространство-время в ней было практически плоским, хотя и с иными временными и пространственными масштабами, чем в системе удаленного наблюдателя.

Рисунок 5 дает примеры зависимостей от времени  $E_\gamma^*(t)$ ,  $E_\nu^*(t)$  и  $E_{\text{tot}}^*(t)$  для шести СВ при трех значениях  $\rho_{\text{ign},9} = 0.3$  (а), 1 (б) и 3 (в). Для каждой плотности поджига рассмотрено две вспышки, с достаточно низкой ( $Q_b = 0.1$  МэВ) и высокой ( $Q_b = 0.3$  МэВ) калорийностью топлива. Сплошные горизонтальные линии показывают полные энергии СВ. Активная фаза выноса энергии СВ из НЗ продолжается тем дольше, чем выше  $\rho_{\text{ign}}$ .



**Рис. 4.** Фотонные кривые блеска  $\tilde{L}_\gamma(t)$  сверхвспышек, рассчитанные при  $Q_b = 0.3$  МэВ на разных глубинах поджига  $\rho_{\text{ign},9}$ , от 0.1 до 5.



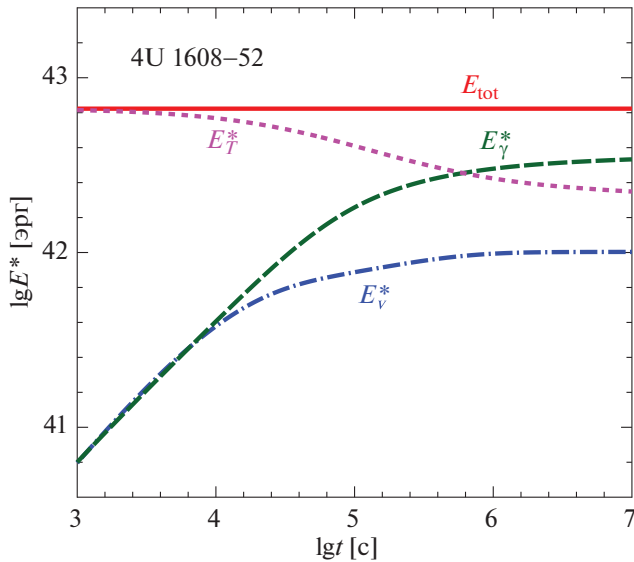
**Рис. 5.** Эволюция тепловой энергии СВ во времени, рассчитанная при  $\rho_{\text{ign},9} = 0.3$  (а), 1 (б) и 3 (в) в случаях  $Q_b = 0.3$  МэВ (жирные линии) и 0.1 МэВ (тонкие линии):  $E_\gamma^*$  — энергия СВ, излученная через поверхность звезды,  $E_\nu^*$  — излученная нейтринная энергия СВ,  $E_T^*$  — остаточная энергия СВ в НЗ. Сплошные горизонтальные линии показывают полную энергию вспышки  $E_{\text{tot}}$ .

Рисунок 5а отвечает сравнительно неглубоким вспышкам. Видно, что при слабой сверхвспышке ( $Q_b = 0.1$  МэВ) энергия, уносимая нейтрино, пренебрежимо мала. Основной механизм релаксации такой СВ — излучение фотонов с поверхности. Но даже через  $10^7$  с, когда послесвечение с поверхности уже вряд ли наблюдаемо, в НЗ остается более  $10^{41}$  эрг энергии СВ. Более мощная вспышка ( $Q_b = 0.3$  МэВ) на этой глубине сопровождается заметно более сильным нейтринным охлаждением, которое, однако, сравнимо по интенсивности с фотонным охлаждением  $\sim 1000$  с, а затем ослабевает.

Фотонное же охлаждение остается мощным, и за  $10^7$  с вычерпывает значительную долю  $E_{\text{tot}}$ .

Рисунок 5б соответствует двум СВ на умеренной глубине  $\rho_{\text{ign},9} = 1$ . Нейтринный теплоотвод более слабой из них ( $Q_b = 0.1$  МэВ) неэффективен, так что основная энергия выносится излучением через поверхность. К моменту  $t = 10^7$  с в НЗ все еще остается  $\sim 10^{42}$  эрг энергии СВ. При более сильной вспышке ( $Q_b = 0.3$  МэВ), наоборот, избыток энергии уносится преимущественно нейтрино, но остаточная энергия остается очень большой.

Рисунок 5в демонстрирует две СВ на глубине



**Рис. 6.** Эволюция тепловой энергии мощной вспышки НЗ в рентгеновском источнике 4U 1608–52, рассчитанная для параметров СВ, принятых из интерпретации ее наблюдений.

горения  $^{12}\text{C}$ , близкой к предельной. Более слабая из них отличается от слабых СВ на рис. 5а и 5б: нейтринный теплоотвод теперь доминирует над теплоотводом через поверхность, хотя разница между потерями тепла по этим двум каналам невелика. При этом остаточная энергия к моменту  $t = 10^7$  с всего в несколько раз меньше полной энергии  $E_{\text{tot}}$ . Наши оценки показывают, что основная часть этой энергии в данном случае уносится внутрь звезды.

Наконец, более сильная вспышка ( $Q_b = 0.3$  МэВ) на рис. 5 сопровождается необыкновенно мощным нейтринным теплоотводом. Эта вспышка принадлежит к особому классу углеродных сверхвспышек, почти целиком управляемых нейтринными процессами. По расчетам скорость переноса тепла внутрь звезды значительно превосходит скорость вытекания энергии через поверхность. Возможность реализации подобных вспышек в НЗ пока не ясна.

Для примера на рис. 6 мы изобразили тепловую эволюцию СВ транзитентно аккрецирующей НЗ, входящей в состав маломассивной рентгеновской двойной системы 4U 1608–52. Вспышка наблюдалась 5 мая 2005 г. прибором “All-Sky Monitor” на борту космической рентгеновской обсерватории им. Росси (Rossi X-ray Timing Explorer). Анализ наблюдений (например, Кик и др., 2008; Занд, 2017) показывает, что это была, по-видимому, одна из самых мощных и глубоких сверхвспышек. Для НЗ с  $M = 1.4 M_\odot$  и  $R = 10$  км подгонка наблюдаемой рентгеновской кривой блеска теоретическими

моделями дала (в наших обозначениях)  $\rho_{\text{ign},9} \approx 1.3$ ,  $Q_b \approx 0.17$  МэВ.

На рис. 6 представлены результаты наших расчетов для этой вспышки (с указанными параметрами НЗ) в той же форме, что и на рис. 5. Нейтринное излучение эффективно охлаждает СВ сравнительно недолго. Несколько часов темп нейтринного охлаждения (по случайным причинам) близок к темпу излучения фотонов через поверхность НЗ. Далее доминирует фотонное охлаждение с поверхности НЗ, но к моменту  $t = 10^7$  с (около 4 мес) и оно становится слабым. За это время нейтринное излучение уносит примерно четверть от полной энергии вспышки, а фотонное — около 60%. Остаточная тепловая энергия составляет  $\gtrsim 10^{42}$  эрг.

Эти результаты, как и результаты, представленные на рис. 5, свидетельствуют, что даже через несколько месяцев после СВ в звезде может оставаться значительная часть энергии взрыва. Расчеты показывают, что эта энергия (особенно для глубоких СВ) в значительной мере стекает в глубокие слои НЗ. Вопрос о дальнейшей истории этой энергии нетривиален. Например, при наличии регулярно повторяющихся вспышек тепло от них постепенно прогревает всю звезду. Можно подобрать частоту или интенсивность вспышек так, чтобы в целом звезда оставалась в квазистационарном состоянии (например, Колпи и др., 2001; Кик, Хегер, 2011). Эволюция остаточного тепла может определяться малыми и достаточно сложными градиентами температуры в оболочке НЗ, возникшими там по разным причинам. Этот вопрос требует дальнейшего изучения.

В дополнение к описанному выше, мы проделали серию расчетов сверхвспышек НЗ с разными уравнениями состояния сверхплотного вещества, варьируя массу (и радиус) НЗ, а также другие параметры задачи, в том числе  $\rho_{\text{min}}$  и  $T_{\text{ign}}$ . Использование разных уравнений состояния и параметров НЗ не показало качественно новых эффектов. Уменьшение  $\rho_{\text{min}}$  ниже принятого значения  $10^7$  г/см<sup>3</sup> (что вполне допустимо; см., например, Кик, Хегер, 2011; Кик и др., 2012; Альтамирано и др., 2012) не может заметно изменить глобальную эволюцию СВ. Оно может повлиять на очень ранние участки фотонных кривых блеска, моделирование которых мы все равно не проводим. Вариации температуры поджига  $T_{\text{ign}}$  также слабо сказываются на модели СВ до тех пор, пока эта температура заметно ниже, чем температура нагретого вещества после взрыва. Температуру поджига можно определять самосогласованно для каждой отдельной вспышки. Однако самосогласованный расчет сложен и требует не всегда надежно известной микрофизики (например, скоростей многих реакций, сопровождающих горение углерода).

Вывод о нечувствительности результатов нашего упрощенного моделирования к точным значениям  $T_{\text{ign}}$  подтверждает адекватность нашего подхода.

По возможности мы старались сверять наши результаты с результатами других авторов. В частности, мы получили неплохое согласие с рис. 2 в работе Камминга и др. (2006), где сравнены мощности нейтринного и фотонного теплоотводов при СВ, и с рис. 5 в работе Кика и Хегера (2011), где представлены зависимости  $L_\gamma(t)$  и  $L_\nu(t)$  для одной из СВ.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели основные особенности редких и очень энергичных событий — сверхвспышек, происходящих в глубоких слоях внешних оболочек аккрецирующих НЗ; они вызваны взрывным горением накопленного углерода ( $^{12}\text{C}$ ) в глубоких слоях внешней коры НЗ. Для их моделирования использован численный код (Потехин, Шабрие, 2018), учитывающий современную микрофизику НЗ (раздел 2), введено приближение чисто нейтринного охлаждения (раздел 3), а также проанализирована динамика распространения тепла в период релаксации вспышки (раздел 4).

Предложен простой метод исследования стадии нейтринного охлаждения внешней коры, который позволил сформулировать универсальное соотношение для распределения температуры  $T(t, \rho, Q_b)$  во вспыхнувшем слое.

Отмечено, что динамика СВ определяется двумя основными параметрами: плотностью  $\rho_{\text{ign}}$  взрывного поджига углерода и калорийностью топлива  $Q_b$ . При неглубоких СВ ( $\rho_{\text{ign},9} \lesssim 0.3$ ) нейтринное излучение оказывается несущественным для любых рассмотренных  $Q_b$ ; такие СВ можно назвать “безнейтринными”. С ростом  $\rho_{\text{ign}}$  при достаточно высоких  $Q_b$  нейтринное излучение начинает играть важную роль. Длительность стадии нейтринного охлаждения растет (от  $\sim 10^3$  с при  $\rho_{\text{ign},9} \sim 0.3$  до  $\gtrsim 10^5$  с при  $\rho_{\text{ign},9} \sim 3$ ). С ростом  $Q_b$  до значений  $\sim 0.3$  МэВ нейтринная светимость  $L_\nu(t)$ , вызванная СВ, начинает превосходить фотонную светимость  $L_\gamma(t)$  с поверхности НЗ и определять остывание. При особо глубоком поджиге  $\rho_{\text{ign},9} \gtrsim 3$  и высокой калорийности  $Q_b \sim 0.3$  МэВ основная часть энергии СВ уносится нейтрино, а кривая блеска  $L_\gamma(t)$  определяется лишь малой долей энергии СВ. Более того, с ростом  $\rho_{\text{ign}}$  все больше энергии уносится теплопроводностью внутрь НЗ. В определенных случаях даже через несколько месяцев после СВ в звезде может оставаться довольно большая энергия вспышки.

Использованный код остывания позволяет легко моделировать эволюцию энергии вспышек со временем (рис. 5). Сравнение с наблюдениями может помочь исследовать динамику энергии СВ для конкретных событий (рис. 6).

Еще раз подчеркнем, что моделирование СВ на высоком уровне выполняется более 20 лет (см., например, Камминг, Макбет, 2004; Камминг и др., 2006; Кик, Хегер, 2011; Альтамирано и др., 2012; Кик и др., 2012, 2015; Занд, 2017; Галлоуэй, Кик, 2021, и ссылки там). Многие упомянутые результаты (например, возможность нейтринного отвода основной части энергии СВ) были получены ранее (см., например, Камминг и др., 2006; Кик, Хегер, 2011). Наше рассмотрение позволило сформулировать ряд общих свойств СВ. К ним относятся: упрощенное описание стадии нейтринного охлаждения внешней коры; возможность изучения эволюции тепловой энергии СВ на масштабах нескольких месяцев и вывод о возможности удержания энергии СВ внутри НЗ на таких временных масштабах.

Рассмотренные максимальные глубины поджига  $\rho_{\text{ign},9} \sim 5$  являются, по-видимому, предельными для взрывного горения  $^{12}\text{C}$  (см., например, Потехин, Шабрие, 2012). Однако не исключено, что вспышки за счет горения вещества с другим составом возможны и в более глубоких слоях. Так, Паж и др. (2022) предположили, что мощная вспышечная активность источника MAXI J0556–332 связана с гипервспышкой в НЗ при  $\rho_{\text{ign},9} \sim 100$  (у границы внешней оболочки и внутренней коры) под действием взрывного горения ряда нейтронно-избыточных изотопов. По теории такие гипервспышки если и происходят, то очень редко. Если все же происходят, то они представляют собой продолжение семейства обычных углеродных сверхвспышек, но в крайне необычном режиме.

Наши результаты могут быть полезны также для исследований обычных термоядерных вспышек в поверхностных слоях НЗ. Прежде всего, это так называемые вспышки промежуточной длительности (intermediate duration bursts), более короткие, чем СВ. Они возникают в гелиевом слое на холодной НЗ (см., например, Камминг и др., 2006; Занд, 2017). Схожие проблемы переноса энергии возникают при СВ или обычных вспышках магнитаров в их внутренней или внешней коре под действием сверхсильных магнитных полей (например, Каспи, Белобородов, 2017).

Работа поддержана Российским научным фондом (грант 19-12-00133-П).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альтамирано и др. (D. Altamirano et al.), MNRAS **426**, 927 (2012).
2. Галлоуэй, Кик (G.K. Galloway and L. Keek), *Timing Neutron Stars: Pulsations, Oscillations and Explosions* (Ed. T.M. Belloni, M. Mendez, C. Zang), Astrophys. Space Sci. Library, Vol. 461 (Berlin, Heidelberg: Springer, 2021), p. 209.
3. Занд(in 't Zand), *7 years of MAXI: monitoring X-ray transients* (Ed. M. Serino, M. Shidatsu, W. Iwakiri, T. Mihara; Saitama: RIKEN, 2017), p. 121.
4. Камминг, Макбет (A. Cumming and J. Macbeth), Astrophys. J. **603**, L37 (2004).
5. Камминг и др. (A. Cumming, J. Macbeth, J.J.M. in 't Zand, and D. Page), Astrophys. J. **646**, 429 (2006).
6. Каспи, Белобородов (V.M. Kaspi and A.M. Beloborodov), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **55**, 261 (2017).
7. Кик, Хегер (L. Keek and A. Heger), Astrophys. J., **743**, 189 (2011).
8. Кик и др. (L. Keek, J.J.M. in 't Zand, E. Kuulkers, A. Cumming, E.F. Brown, and M. Suzuki), Astron. Astrophys. **479**, 177 (2008).
9. Кик и др. (L. Keek, A. Heger, and J.J.M. in 't Zand), Astrophys. J. **752**, 150 (2012).
10. Кик и др. (L. Keek, A. Cumming, Z. Wolf, D.R. Ballantyne, V.F. Suleimanov, E. Kuulkers, and T.E. Strohmayer), MNRAS **454**, 3559 (2015).
11. Колпи и др. (M. Colpi, U. Geppert, D. Page, and A. Possenti), Astrophys. J. **548**, L178 (2001).
12. Паж и др. (D. Page, J. Homan, M. Nava-Callejas, Y. Cavocchi, M.V. Beznogov, N. Degenaar, R. Wijnands, and A.S. Parikh), Astrophys. J. **933**, 216 (2022).
13. Пирсон и др. (J.M. Pearson, N. Chamel, A.Y. Potekhin, A.F. Fantina, C. Ducoin, A.K. Dutta, and S. Goriely), MNRAS **481**, 2994 (2018).
14. Потехин, Шабрие (A.Y. Potekhin and G. Chabrier), Astron. Astrophys. **538**, A115 (2012).
15. Потехин, Шабрие (A.Y. Potekhin and G. Chabrier), Astron. Astrophys. **609**, A74 (2018).
16. Хенсель и др. (P. Haensel, A.Y. Potekhin, and D.G. Yakovlev), *Neutron Stars. 1. Equation of State and Structure*. (New York: Springer, 2007).
17. Шапиро С., Тьюколски С., *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* (М.: Мир, 1985).
18. Яковлев, Петик (D.G. Yakovlev and C.J. Pethick), Astron. Astrophys. **42**, 169 (2004).
19. Яковлев и др. (D.G. Yakovlev, A.D. Kaminker, A.Y. Potekhin, and P. Haensel), MNRAS **500**, 4491 (2021).