ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 50, № 7, с. 478–488

ВЛИЯНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА НУКЛЕОСИНТЕЗ, РАЗВИВАЮЩИЙСЯ ПРИ ВЗРЫВЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ МАЛОЙ МАССЫ

© 2024 г. И. В. Панов[1,*], А. Ю. Игнатовский[1,2], А. В. Юдин[1]**

[1] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский Институт", Москва, Россия*
[2] *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию: 30.05.2024 г.
После доработки 25.06.2024 г.; принята к публикации 18.07.2024 г.

Рассмотрен характер нуклеосинтеза при взрыве маломассивной нейтронной звезды, образовавшейся в тесной двойной системе в сценарии обдирания. Показано, что в рассмотренном сценарии ударная волна, возникающая при взрыве, сильно нагревает разлетающееся вещество нейтронной звезды. В результате резкого усиления роли фотоядерных реакций происходит частичное разрушение тяжелых ядер, созданных на предшествующей стадии нуклеосинтеза. Продемонстрировано, что даже кратковременный нагрев вещества ударной волной может оказать заметное влияние на результаты синтеза элементов в r-процессе в веществе внутренней коры, а взрывной нуклеосинтез приводит к образованию новых элементов в веществе внешней коры с массовыми числами A от 50 до 130.

Ключевые слова: нейтронные звезды, тесные двойные системы, нуклеосинтез, ядерные реакции, бета-распад, ударные волны.

DOI: 10.31857/S0320010824070038, **EDN:** MBZGKS

1. ВВЕДЕНИЕ

После исторической совместной идентификации гравитационного сигнала GW170817 и гамма-всплеска GRB170817A (Танвир и др., 2017), а также наблюдательного подтверждения образования актинидов в данном событии (Ватсон и др., 2019), слияние нейтронных звезд (НЗ) считается одним из основных космических сценариев, в которых реализуется r-процесс (Коуэн и др., 2020).

Поэтому изучение подробностей эволюции тесной двойной системы на ее последних стадиях стало еще более важным для оценки результатов нуклеосинтеза в таких сценариях.

Общая схема – сближение нейтронных звезд, завершающееся их контактом и слиянием (СНЗ) не претерпевала заметных изменений после ее первой реализации (Дэвис и др., 1994). Однако процесс взаимодействия двух нейтронных звезд в тесной двойной системе может протекать и по-другому. Исторически первым был предложен сценарий обдирания ("stripping", (Кларк, Эрдли, 1977), отличающийся от получившего распространение сценария слияния. Он заключается в процессе относительно медленного перетекания вещества от одного компонента к другому и заканчивается взрывом ставшего нестабильным маломассивного компонента. Этот сценарий, долгие годы остававшийся в забвении, оказался удивительно успешен в описании параметров пекулярного гамма-всплеска GRB170817A (см., например, (Блинников и др., 2021, 2022).

В классическом сценарии слияния образование массивной горячей нейтронной звезды сопровождается выбросом остывающего сильно нейтронизованного вещества в виде струй или ветра. В сценарии же обдирания за счет перетекания вещества с менее массивного компаньона на более массивный образуется маломассивная нейтронная звезда (МНЗ), которая при уменьшении ее массы ниже критической теряет устойчивость и взрывается. В результате взрыва все вещество МНЗ массой $\sim 0.1 M_\odot$ выбрасывается в окружающую среду, обогащая ее тяжелыми элементами (Панов, Юдин, 2020). Напомним, что в сценарии СНЗ масса выбрасываемого вещества порядка $10^{-3} \div 10^{-4} M_\odot$, (Россвог и др., 1999), а основное количество нейтронно-избыточного вещества остается "запертым" в массивной нейтронной звезде

*Электронный адрес: igor.panov@itep.ru
**Электронный адрес: lirts@phystech.edu

(или черной дыре), образовавшейся на месте тесной двойной системы.

На основе численной реализации сценария обдирания (Юдин, 2022) было показано, что при разрушении маломассивной нейтронной звезды могут быть образованы все тяжелые элементы (Панов, Юдин, 2020, 2023), а их выход зависит от разных параметров модели (Юдин и др., 2023; Игнатовский и др., 2023). При этом конечная распространенность элементов выглядит немного иначе, чем в сценарии СНЗ (Фрайбургхаус и др., 1999), преимущественно из-за разной динамики нуклеосинтеза при расширении вещества в процессе взрыва. Рассмотрение отложенного взрыва МНЗ после потери ей части массы (Йип и др., 2023) подтверждает результаты наших текущих и прежних (Панов, Юдин, 2020) расчетов нуклеосинтеза в сценарии обдирания.

В настоящей работе рассматриваются особенности нуклеосинтеза, протекающего в коре МНЗ при ее расширении в процессе взрыва. В разлетающемся достаточно холодном, сильно нейтронизованном веществе начинается r-процесс (Панов, Юдин, 2020, 2023). Однако через некоторое время это вещество нагревается пришедшей ударной волной (УВ) до значений $T > 2 \times 10^9$ K, и r-процесс прерывается. В результате резкого увеличения температуры процесс образования более тяжелых ядер на время порядка 10 мс приобретает иной характер, заметно меняя изотопный состав вещества коры, причем происходит диссоциация части наиболее тяжелых ядер. После прохождения УВ температура разлетающегося вещества падает и при наличии необходимых условий (количество электронов на барион $Y_e < 0.4$) r-процесс продолжается.

Статья состоит из нескольких разделов: в разделе 2 кратко описаны гидродинамика взрыва МНЗ и соответствующие параметры, определяющие начальные условия и кинетику r-процесса. В разделе 3 описана модель нуклеосинтеза и характерные особенности траекторий разлета вещества, в котором развивается r-процесс. В разделе 4 рассмотрены количественные результаты нуклеосинтеза и обсуждаются особенности его протекания на разных траекториях разлета вещества МНЗ.

2. СЦЕНАРИЙ ОБРАЗОВАНИЯ И ВЗРЫВА МАЛОМАССИВНОЙ НЗ

Последние стадии эволюции системы нейтронных звезд уже давно рассматриваются и как источник коротких гамма-всплесков, и как место для r-процесса (Латтимер, Шрамм, 1974; Блинников и др., 1984; Бесерра и др., 2023). Однако почти во всех проведенных многомерных гидродинамических расчетах массы НЗ были близки и достаточно велики $M \gtrsim M_\odot$, и результатом их взаимодействия являлось объединение в один объект, т.е. слияние (Коробкин и др., 2012; Россвог и др., 2014; Мартин и др., 2015). Действительно, радиус таких НЗ слабо зависит от массы (Латтимер, Пракаш, 2001), и при соприкосновении они ведут себя подобно двум каплям жидкости, сливаясь в один объект — сверхмассивную НЗ или черную дыру.

Но если система нейтронных звезд достаточно асимметрична (Крамарев, Юдин, 2023), т.е. массы компонент значительно отличаются, то может реализоваться сценарий обдирания (Кларк, Эрдли, 1977). При сближении компонентов системы нейтронная звезда меньшей массы первой переполняет свою полость Роша и начинает перетекать на более массивный компаньон. В процессе такого обмена масс она может дойти до нижнего предела массы НЗ (порядка $0.1 M_\odot$, см., например, (Хензель и др., 2007)) и взорваться, производя гамма-всплеск (Блинников и др., 1984, 1990).

Процесс взрывного разрушения МНЗ моделировался в целом ряде работ (Блинников и др., 1990; Сумиоши и др., 1998; Кольпи и др., 1989). В данной статье мы основываемся на расчетах (Юдин, 2022), в которых для решения задачи о взрыве были использованы уравнения релятивистской гидродинамики (Хванг, Ноа, 2016). Гравитационное поле предполагалось достаточно слабым, чтобы эффекты общей теории относительности были не важны, однако скорости движения вещества и плотность энергии малыми не считались. Для моделировании взрыва МНЗ исходные уравнения были преобразованы в вид, предполагающий сферическую симметрию задачи, и лагранжеву форму записи для удобства численного решения.

Структура коры образовавшейся МНЗ перед взрывом приведена на рис. 1 слева. Показана зависимость логарифма плотности Lg ρ от радиуса r (соответствующие значения массовой координаты m приведены на верхней оси). Показана часть ядра, внутренняя и внешняя кора НЗ. Точками с цифрами от 1 до 15 отмечены начальные положения траекторий, вдоль которых был проведен расчет нуклеосинтеза (см. табл. 1).

Справа на рис. 1 показана зависимость скорости вещества v как функция массовой координаты m для нескольких моментов времени t (значения t показаны на врезке), отсчитываемого от момента потери звездой гидродинамической устойчивости. Отчетливо виден процесс зарождения, распространения и кумуляции ударной волны при ее выходе на поверхность звезды. Для оценки условий вдоль каждой рассмотренной траектории полезно сравнить левую и правую панель рис. 1, используя лагранжеву координату m для установления соответствия.

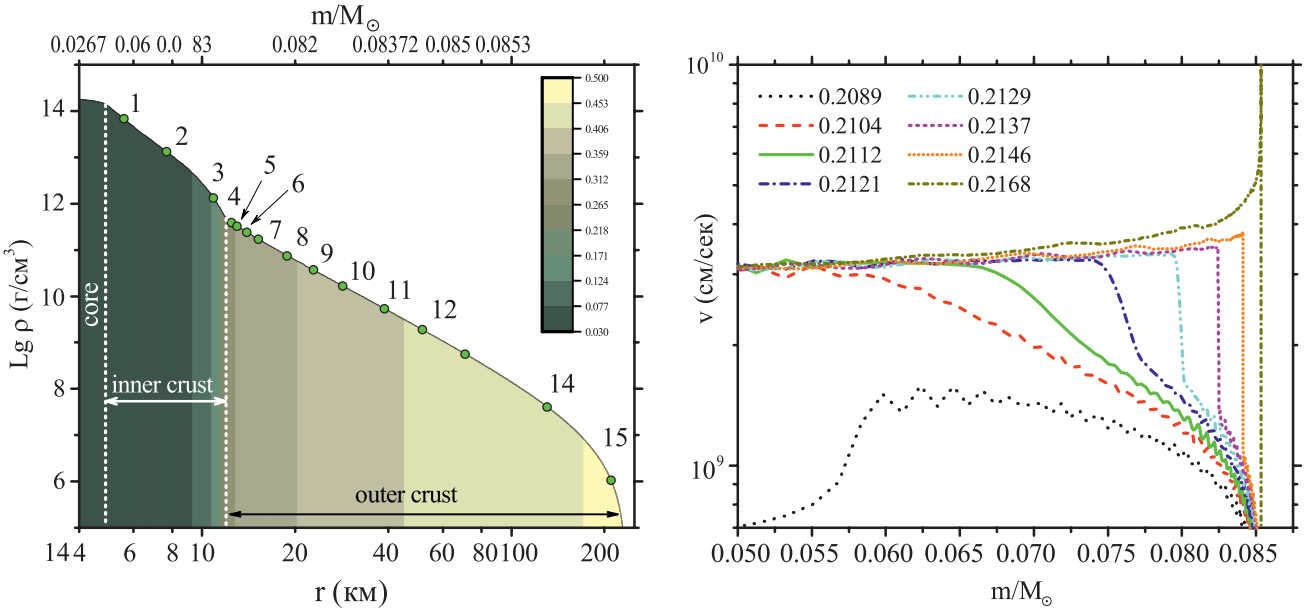

Рис. 1. Слева отображена структура МНЗ перед взрывом – зависимость логарифма плотности Lg ρ вещества от радиуса r нейтронной звезды. Цветовая панель соответствует значению Y_e в веществе. Справа – зависимость скорости v от массовой координаты m для нескольких моментов времени в процессе взрыва. Значения временных сечений приводятся в секундах. Подробности в тексте.

После взрыва вещество НЗ под действием ударной волны разлетается с разной скоростью (см. рис. 1), причем прохождение ударной волны приводит к кратковременному нагреву среды до температур $T \sim 10^{10}$ K и более в максимуме (см. табл. 1). В связи с большой скоростью разлета температура нагретого ударной волной нейтронно-избыточного вещества коры нейтронной звезды быстро падает. Вопрос о влиянии такого нагрева, отсутствующего в модели слияния НЗ, на кинетику реакций нуклеосинтеза и будет рассмотрен ниже.

Начальные характеристики вещества коры нейтронной звезды для разных траекторий приведены в табл. 1. Временная эволюция химического состава для наиболее характерных из них подробно рассмотрена ниже.

Нуклеосинтез в разлетающемся веществе ядра НЗ пока нами не рассматривался из-за сложности описания декомпрессии вещества ядерной плотности из центральных областей и определения зародышевых ядер. Кроме того, нуклеосинтез нами рассчитывался off-line, на уже готовых траекториях, полученных из гидродинамического моделирования (Юдин, 2022). Подобная практика является общепринятой при расчетах в рамках модели СНЗ. Близкая к сферической симметрии постановка задачи о взрыве НЗ малой массы в модели обдирания позволяет надеяться на осуществимость *самосогласованного* совместного расчета гидродинамики и нуклеосинтеза. Авторы планируют осуществить подобное моделирование в обозримом будущем. Его результатом, по-видимому, станет дополнительный нагрев вещества НЗ от неравновесных бета-распадов, но точную величину эффекта заранее оценить сложно.

Для расчета начального состава МНЗ было использовано уравнение состояния BSk25 (Пирсон и др., 2018). Данное уравнение состояния, основанное на функционале Скирма, отвечает всем современным наблюдательным ограничениям. Зависимость результатов расчета нуклеосинтеза от используемого уравнения состояния подробно обсуждалась ранее (Игнатовский и др., 2023).

Использование приближения холодного полностью катализированного вещества (см., например, (Хензель и др., 2007)) приводит к тому, что начальный состав вещества на всех траекториях (см. табл. 1) состоит из изотопа одного элемента (естественно, своего для каждой траектории), а структура коры НЗ – из моноядерных слоев (см. например, рис. 1 в работе (Юдин и др., 2023)). В реальности, конечно, даже для изолированных НЗ ядерный состав вещества может несколько отличаться от равновесного (см, например, (Потехин, Шабрие, 2021)). Тем более это справедливо для МНЗ: во-первых, из-за приливного нагрева вещества. А во-вторых, вследствие того, что в процессе обдирания вещество МНЗ испытывает хоть и относительно

медленную (с характерным временем порядка 1 с) декомпрессию. И здесь уже состав вещества должен определяться, исходя из решения соответствующих кинетических уравнений. Авторы пока оставляют эту интереснейшую задачу для будущего исследования.

Вещество внутренней коры субъядерной плотности (траектории 1–3) состоит из тяжелых сильно нейтронно-избыточных экзотических ядер, окруженных свободными нейтронами. Во время взрыва и декомпрессии вещества эти ядра распадаются. Для расчета нуклеосинтеза в этой области нами была использована одна из возможных моделей распада таких ядер (Юдин и др., 2023), в которой преимущественным каналом распада является испарение нейтронов, приводящее к уменьшению атомного номера A с сохранением зарядового числа Z. При этом формировалось ядро с максимально возможным для выбранной массовой модели числом $A = A_{\max}(Z)$. Таким образом определялся состав зародышевых ядер, а испарившиеся нейтроны увеличивали плотность свободных нейтронов. При этом локальное значение Y_e в веществе оставалось неизменным. О влиянии используемой модели распада экзотических ядер внутренней коры на результаты нуклеосинтеза (см. Юдин и др. 2023).

При нуклеосинтезе вдоль траекторий 1 и 2 вещество внутренней коры нагревается ударной волной слабо и в них развивается полный r-процесс. А вещество, разлетающееся по траектории 3 и по траекториям внешней коры, при разрушении МНЗ нагревается ударной волной сильно. При превышении пороговых для заряженных частиц значений температуры, термоядерные реакции с нуклонами и альфа-частицами становятся определяющими при образовании новых элементов. Влияние температуры на нуклеосинтез на этих траекториях мы рассмотрим более подробно.

3. МОДЕЛЬ НУКЛЕОСИНТЕЗА И ПАРАМЕТРЫ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Для численных расчетов r-процесса вдоль эволюционных траекторий, характеризующихся зависящими от времени параметрами, в том числе плотностью и температурой, нами была применена кинетическая схема, ранее реализованная в программе SYNTHEZ (Надёжин и др., 1998). Она позволяет определить концентрации всех вовлеченных в нуклеосинтез ядер. В более позднем варианте модели нуклеосинтеза, реализованной в коде SYNTHER (nucleoSYNThesis of HEavy elements in the R-process (Корнеев, Панов, 2011), реакции деления были дополнены более корректным учетом массового распределения ядер-продуктов деления, учетом их возвращения в r-процесс в качестве новых зародышевых ядер, что приводит при определенных условиях к установлению квазистационарного тока ядер (Панов, 2016).

В реальных сценариях условия, характерные для r-процесса, могут реализоваться, в частности, после взрывного нуклеосинтеза при коллапсе сверхновых (Вусли и др., 1994) или в других взрывных процессах, например при взрыве нейтронной звезды минимальной массы (Юдин, 2022; Игнатовский и др., 2023). При этом образуются зародышевые для r-процесса ядра от элементов железного пика до циркония. Поэтому возможности кода были расширены и в модель был включен ряд дополнительных реакций, характерных для взрывного нуклеосинтеза при высоких температурах (Арнетт, 2000; Раушер, Тилеманн, 2000). Был расширен перечень реакций слабого взаимодействия, а в модели нуклеосинтеза были учтены взаимодействия нуклонов и ядер с электронами (Панов и др., 2016), важные при высоких температуре и плотности. Была также расширена область ядер, для которых учитывались реакции с заряженными частицами и обновлена база скоростей этих реакций, основанная на независимых от температуры аппроксимациях этих величин (Раушер, Тилеманн, 2000).

Поскольку скорости реакций перечисленных процессов, определяющие собственные значения матрицы Якоби системы дифференциальных уравнений, реализованных в наших кодах нуклеосинтеза, различаются по абсолютному значению на многие порядки величин, система уравнений нуклеосинтеза является классическим примером жесткой системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Для ее численного интегрирования нами использовался метод Гира (Гир, 1971), при реализации которого был использован разработанный ранее пакет программ обращения матриц (Блинников, Дунина-Барковская, 1990). В качестве основного алгоритма использовался метод предсказания и коррекции (предиктор–корректор) с автоматическим выбором шага и порядка точности метода, который реализован в обоих используемых нами кодах, имеющих внутреннюю проверку на сохранение числа нуклонов и заряда.

Границы области нуклидов, участвующих в нуклеосинтезе: $Z_{\min} = 1$, $Z_{\max} = 110$, $A_{\min}(Z)$ и $A_{\max}(Z)$, определялись согласно используемой массовой модели: обобщенной модели Томаса-Ферми с интегралом Струтинского (Абуссир и др., 1995) или жидко-капельной модели FRDM (Меллер и др., 1995). В зависимости от модели определялись границы рассматриваемой области и полное число ядер N, участвующих в нуклеосинтезе, варьировавшееся от 5 800 до 6 300.

Таблица 1. Параметры эволюционных траекторий для внутренней (№ 1–3) и внешней (№ 4–15) коры НЗ. Значения T^{max} соответствуют максимальным значениям температуры за все время для каждой из траекторий, $\mathrm{Lg}\,\rho^{max}$ – максимальное значение логарифма плотности. Y_e – количество электронов на барион. R – координата центра траектории, отсчитываемая от центра НЗ. ΔM – массы траекторий в долях солнечной массы $M_\odot$.

Траектория	Состав	$T^{max}/10^9$K	$\mathrm{Lg}\,\rho^{max}$	Y_e	R, км	$\Delta M, 10^{-4} M_\odot$
1	^{180}Ce+1205n	0.10	13.84	0.042	5.50	170.85
2	^{152}Sn+735n	0.81	13.13	0.056	7.65	155.17
3	^{152}Sn+208n	6.75	12.13	0.139	10.58	35.29
4	^{122}Sr	8.63	11.59	0.310	12.32	2.64
5	^{120}Sr	10.01	11.52	0.312	13.09	2.79
6	^{122}Zr	10.57	11.39	0.327	13.92	2.45
7	^{124}Mo	11.44	11.24	0.339	15.46	5.33
8	^{78}Ni	13.76	10.88	0.359	18.52	6.76
9	^{80}Zn	14.74	10.58	0.375	22.49	5.06
10	^{82}Ge	15.54	9.10	0.390	28.05	6.25
11	^{84}Se	16.83	8.94	0.405	38.15	7.03
12	^{86}Kr	17.94	8.73	0.419	50.75	3.98
13	^{64}Ni	17.81	8.50	0.438	71.00	5.22
14	^{62}Ni	16.32	7.92	0.452	127.74	4.61
15	^{56}Fe	10.66	6.56	0.464	202.33	0.36

Скорости ядерных реакций, являющиеся коэффициентами в дифференциальных уравнениях, были рассчитаны с использованием тех же массовых моделей. В список учитываемых ядерных реакций входят все парные реакции с нейтронами, протонами, альфа-частицами и гамма-квантами; бета-распад и бета-запаздывающие процессы, такие как эмиссия нескольких нейтронов при бета-распаде и запаздывающее деление; вынужденное и спонтанное деление; ряд других важных реакций, таких как 3-α реакция и реакции горения ^{12}C, ^{16}O, ^{28}Si.

Развитая схема позволяет эффективно рассчитывать нуклеосинтез в различных сценариях при температурах $T < 7 \times 10^9$ K и плотностях $\rho < 10^{12}$ г/см^3. Основные расчеты нуклеосинтеза в данной работе были сделаны с использованием известных скоростей бета-распада и эмиссии запаздывающих нейтронов и альфа-распада (Меллер и др., 1997, 2003), а также скоростей термоядерных реакций (Раушер, Тилеманн, 2000). Деление учитывалось для всех ядер химических элементов с $Z > 82$, хотя значимые скорости деления имеют только актиниды. Скорости захвата нейтронов тяжелыми ядрами (для элементов с $Z > 82$), а также скорости деления, индуцированного нейтронами, основаны на расчетах сечений реакций в модели Хаузера–Фешбаха (Панов и др., 2010). как и скорости запаздывающего деления (Панов и др., 2005). Спонтанное деление учитывалось согласно феноменологическим моделям (Панов и др., 2013)

В наиболее распространенном сценарии слияния нейтронных звезд горячее вещество джетов, выброшенное при образовании массивного компактного объекта, расширяясь и остывая, создает условия характерные для развития r-процесса, который и продолжается либо до исчерпания нейтронов, либо до падения плотности вещества ниже критической. В рассматриваемом нами сценарии обдирания, в веществе взорвавшейся достаточно холодной нейтронной звезды после декомпрессии вещества субъядерной плотности начинается r-процесс, который через некоторое время в результате нагрева среды ударной волной переходит во взрывной нуклеосинтез. Хотя продолжительность взрывного нуклеосинтеза невелика, за счет фотоядерных реакций промежуточный состав химических элементов изменяется. R-процесс может быть продолжен после падения температуры в результате продолжающегося разлета вещества, если сохранятся необходимые для его протекания условия. Такие условия после прохождения ударной волны сохраняются только для траектории 3, на которой после падения температуры продолжается r-процесс с зародышевыми ядрами, созданными в результате взрывного нуклеосинтеза.

Подробно различные режимы нуклеосинтеза и зависимость состава синтезированных элементов от параметров оболочки в сценарии обдирания будут рассмотрены в следующем параграфе.

4. ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В КОРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

На основе модели обдирания были проведены расчеты распространенности $Y(A)$ для пятнадцати траекторий, начинающихся из разных слоев коры маломассивной нейтронной звезды (см. рис. 1 и табл. 1).

В расчетах использовалась улучшенная база данных кода, в которой ограниченная библиотека скоростей термоядерных реакций (Тилеманн и др., 1987) была заменена более полной (Раушер, Тилеманн, 2000), аккуратнее проведена сшивка разных библиотек, а также использованы обновленные скорости нейтронных реакций для элементов с $Z > 82$ (Панов и др., 2010) и слабых взаимодействий (Ланганке, Мартинез-Пинедо, 2000).

Сценарий обдирания отличается от сценария слияния, в частности, динамикой разлета и различной зависимостью плотности и наиболее сильно — температуры от времени, что связано с действием ударной волны. Меньшая скорость разлета вещества на начальном этапе здесь приводит к более медленному снижению плотности (рис. 2a). А первоначально невысокая температура скачком кратковременно увеличивается за счет нагрева ударной волной (рис. 2b). Таким образом, сценарий обдирания отличается от сценария СНЗ еще типом и характером протекания нуклеосинтеза.

На рис. 2 приведены зависимости плотности и температуры вещества от времени для нескольких траекторий внешней и внутренней коры. В нуклеосинтезе вдоль этих траекторий наиболее интенсивно образуются тяжелые элементы, как в r-процессе (Панов, Юдин, 2020, 2023; Юдин и др., 2023), так и в смешанном типе нуклеосинтеза, частично рассмотренном (Игнатовский и др., 2023). Из рисунка видно, что через время t_{sw} после взрыва на некоторых траекториях внутренней коры и части траекторий внешней коры, в которых после декомпрессии вещества от субъядерной плотности начался r-процесс, разлетающееся нейтронно-избыточное вещество догоняет ударная волна и разогревает его до температур, при которых r-процесс прекращается и начинается взрывной нуклеосинтез.

Зависимость плотности свободных нейтронов от времени (рис. 3) иллюстрирует динамику нуклеосинтеза при сбросе внешней оболочки внутренней коры (рис. 3a) и оболочек внешней коры (рис. 3b) и совместно с рис. 2 показывает наличие параметров среды, необходимых для поддержания r-процесса ($\rho > 1$ г/см^3, $T < 2 \times 10^9$ K, $N_n > > 10^{22}$ см$^{-3}$), или их отсутствие.

В слоях внутренней коры развивается сильный r-процесс, однако динамика развития нуклеосинтеза для этих слоев немного разная. При разлете вещества коры вдоль траектории № 3 резкое увеличение значения N_n (примерно на порядок) при ее нагревании ударной волной приводит к поддержанию высокой температуры в течение времени $\Delta t \sim 0.001$ с, что на рисунке практически незаметно и несущественно относительно предшествующего значения $N_n \sim 10^{33}$ см$^{-3}$. Скачок температуры прерывает r-процесс, а начавшийся взрывной нуклеосинтез приводит к фотодиссоциации наиболее тяжелых ядер. По мере снижения температуры за ударной волной, нуклеосинтез опять возвращается к r-процессу, стартующему от нового распределения атомных ядер со значительно меньшими Z и A. В итоге взрывная волна вдоль траектории № 3 (рис. 3a) лишь приостанавливает r-процесс, который возобновляется после окончания взрывного нуклеосинтеза. Новый состав начальных для стартующего второй раз r-процесса состоит из менее нейтроноизбыточных ядер, а плотность свободных нейтронов много меньше, чем до прихода ударной волны. Поэтому r-процесс закончится быстрее, чем в модели с отсутствием нагрева, вызванного ударной волной.

Значительная часть вещества внутренней коры (траектории 1 и 2) ударной волной нагревается незначительно ($T < 10^9$ K), и в них, благодаря высокой доле свободных нейтронов, развивается сильный r-процесс с образованием характерных для него элементов с массовым числом более 100. Поскольку повышение температуры для этих траекторий несущественно (см. табл. 1), то взрывной нуклеосинтез не развивается, и ядра с $A < 100$ не образуются.

При сбросе внешней коры нагрев вещества ударной волной приводит к созданию условий для взрывного нуклеосинтеза (рис.4). Вдоль нескольких траекторий, с номерами 4–7, первичная высокая концентрация нейтронов держится очень недолго и даже слабый r-процесс реализоваться не успевает, поскольку продолжительность поддержания условий для r-процесса меньше характерного времени бета-распада τ_β. Здесь возможен только слабый n-процесс (Блэйк, Шрамм, 1976), потому что для траекторий 4–7 скорости захвата нейтронов (см. также рис. 3b, $0.02 < t < 0.2$) сравнимы со скоростями бета-распада. За время до прихода УВ, t_{sw}, за счет этого процесса формируется распределение ядер, которое состоит из изотопов исходного ядра и соседних с ним элементов — от молибдена до кадмия (кривые 1 на рис. 4a,b). С приходом же ударной волны начинается взрывной нуклеосинтез.

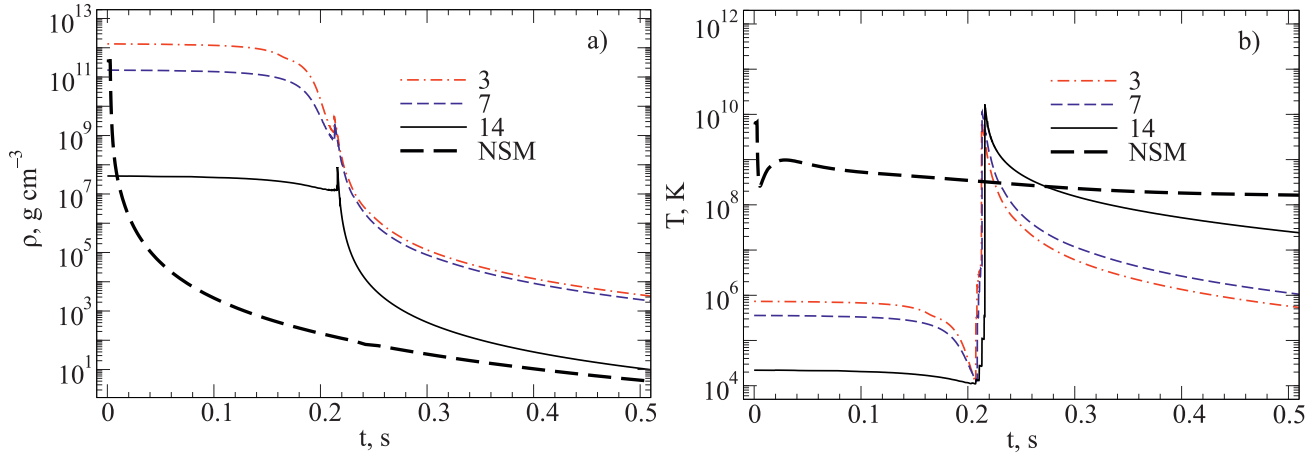

Рис. 2. Зависимость плотности (a) и температуры (b) от времени t в секундах в расширяющемся веществе для разных траекторий: № 3, 7 и 14. Для сравнения динамики разлета вещества в сценарии СНЗ (Фрайбургхаус и др., 1999) приведены кривые эволюции температуры и плотности при слиянии НЗ примерно одинаковых масс. Шифр этих кривых – NSM.

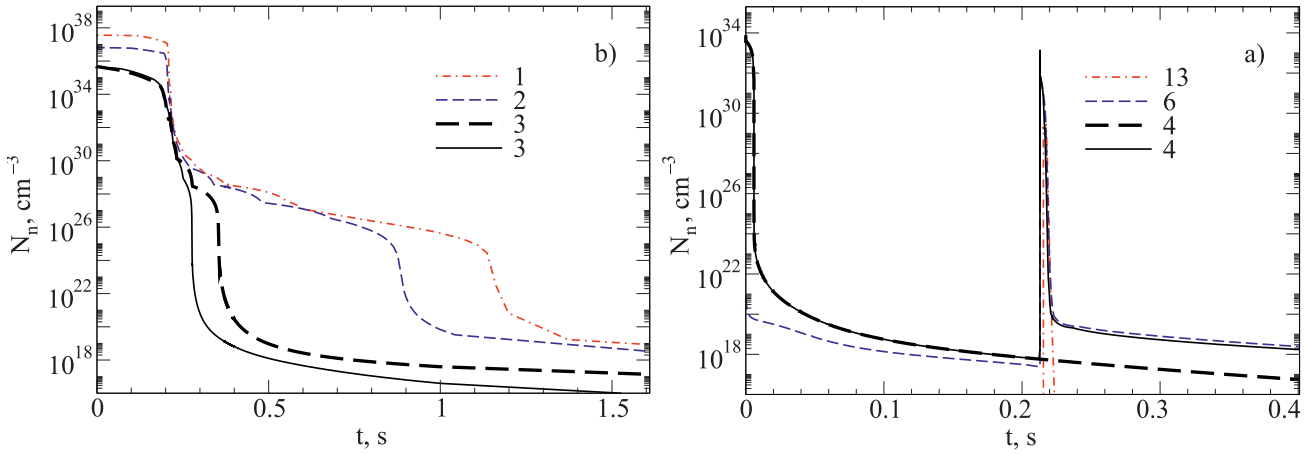

Рис. 3. Зависимость концентрации свободных нейтронов N_n в см$^{-3}$ от времени t в секундах для характерных траекторий внутренней (a) и внешней (b) коры. Шифр кривых – номер траектории. Жирная штриховая линия соответствует расчетам без учета нагрева ударной волной.

После прохождения УВ и окончания взрывного нуклеосинтеза возможно продолжение слабого n-процесса, поскольку плотность свободных нейтронов примерно на порядок выше, чем до прихода УВ (см. рис. 4b). Эволюция состава в таком n-процессе видна на рис. 4b, когда сильный четно-нечетный эффект, полученный после прохождения УВ (кривые 3) сглаживается (кривые 4) и образуются химические элементы вплоть до 2-го пика.

Заметим, что во взрывном нуклеосинтезе для многих траекторий внешней коры количество химических элементов увеличивается, но их порядковый номер и массовое число уменьшаются.

Отметим, что на короткой временной шкале при нуклеосинтезе вдоль траекторий № 4–7, кроме интенсивного образования нового пика распространенности химических элементов в области $A \sim 80$, из-за оболочечных эффектов временно возникает пик в области $(Z, A) \sim (50, 130)$, который быстро разрушается, образуя новые более легкие элементы с $A < 90$. В конечном итоге, после падения температуры ниже значения $T < 3 \times 10^9$ K, в процессе дальнейшего разлета вещества в слабом n-процессе во внутренней части внешней коры образуются более тяжелые элементы (кривые 4 на рис. 4a,b).

На рис. 4c,d показано, как после взрыва МНЗ эволюционирует изотопный состав вещества, разлетающегося по траекториям 9–14, на которых вещество ударной волной нагревается до более высоких значений $T > 10^{10}$ K), чем при разлете вещества траекторий 4–7. Первичный моноядерный состав коры вдоль этих траекторий трансформируется в процессе нуклеосинтеза незначительно, с образованием небольшого количества новых химических элементов, поскольку n-процесс из-за недо-

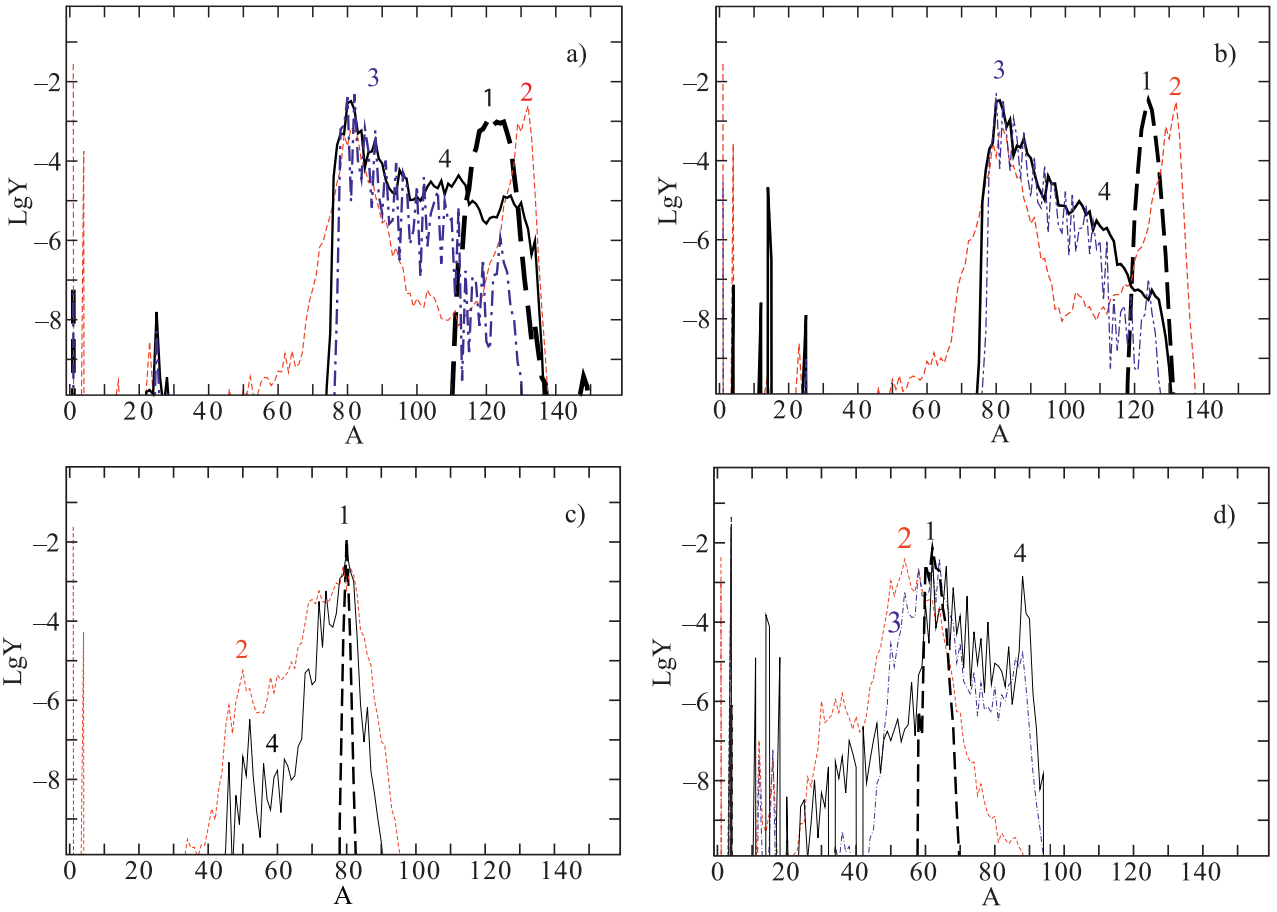

Рис. 4. Распространенность химических элементов на барион $Y = X/A$ от атомного массового числа A при прохождении ударной волны вдоль траекторий 4 (a), 7 (b), 9 (c) и 14 (d) внешней коры: 1 – перед приходом ударной волны; 2 – в пике ударной волны; 3 – спустя $\Delta t \approx 3 \times 10^{-3}$ с после ударной волны, $T \sim 2 \times 10^9$ K; 4 – конечное распределение. X – массовая доля.

статочности свободных нейтронов не идет. Для траектории 9 (рис. 4c) начальный состав близок к равновесному распределению и потому мало меняется при нагреве ударной волной.

Для вещества, в котором перед взрывом $Y_e > 0.35$, короткоживущих нейтронно-избыточных изотопов не образуется, а образование новых изотопов происходит в области еще более легких ядер с $A < 80$ за счет фотоядерных реакций, что характерно для траекторий 10–15, и проиллюстрировано на эволюции состава вещества вдоль траектории № 14 (рис. 4d). Отметим, что для этой траектории результаты немного отличаются от взрывного нуклеосинтеза вдоль других траекторий внешней коры (№ 10–15). Для траектории 14 из-за оболочечных эффектов за счет α–процесса образуется заметное количество более тяжелого изотопа ^{88}Sr.

Рассмотрим теперь процесс образования тяжелых элементов при разлете вещества внутренней коры (рис. 5). При нуклеосинтезе вдоль траектории № 3 после прохождения ударной волны и нагрева вещества до температуры $T \sim 2 \times 10^9$ K и выше r-процесс прекращается и сменяется на короткое время взрывным нуклеосинтезом. Область нуклеосинтеза при этом сдвигается от линии нейтронной стабильности в сторону стабильных ядер, за счет фотореакций заметно изменяя распространенность синтезированных до прохождения УВ изотопов и образуя некоторое количество ядер с $A < 80$. При дальнейшем разлете вещества и его остывании, замораживаются уже реакции с заряженными частицами и r-процесс возобновляется. Изменение распространенности в результате такой задержки показано на рис. 5a, из которого также видно, что в отсутствие нагрева (пунктир) легкие и промежуточные элементы не образуются.

Вдоль траекторий 1 и 2 температура при прохождении ударной волны поднимается незначительно, и нуклеосинтез протекает только за счет r-процесса. Из формы кривой видна сильная об-

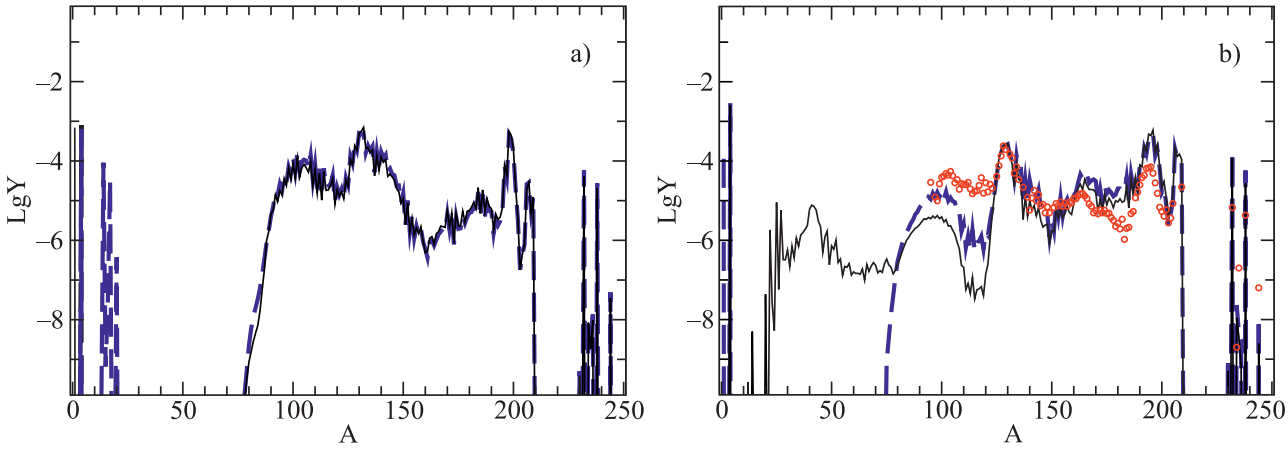

Рис. 5. Распространенность химических элементов на барион $Y = X/A$ от атомного массового числа A во внутренней коре: (a) вдоль траектории № 1 — сплошная кривая; вдоль траектории № 2 — штриховая кривая; (b) вдоль траектории № 3 с учетом нагрева — сплошная кривая; и без учета нагрева — штриховая кривая. Точками нанесена солнечная распространенность элементов в относительных единицах. X — массовая доля.

ратная связь за счет деления и наблюдается полное выгорание ядер легче элементов кадмиевого пика. Некоторое количество легких ядер (в основном углерода и кислорода) образуется лишь при эволюции химического состава за счет (γ, α) и 3α-реакций вдоль траектории 2, при нагреве УВ до температур $T \sim 10^9$ K. Отметим, что сумма всех расчетных массовых долей $X_i = AY_i$ на рис. 4 и 5 равна 1.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ранее нами (Панов, Юдин, 2020, 2023) отмечалось, что ударная волна кратковременно нагревает вещество оболочек нейтронной звезды до температур 10^{10} K и больше, в зависимости от используемого в модели обдирания уравнения состояния (Игнатовский и др., 2023), однако детали этого нагрева и его влияние на нуклеосинтез подробно не обсуждались.

В данной работе был изучен характер нуклеосинтеза при взрыве МНЗ в сценарии обдирания для ряда важных эволюционных траекторий вещества, разлетающегося из разных зон коры. Начальный состав траекторий сильно различался и по химическим элементам — см. табл. 1, и по избытку нейтронов — начальное значение Y_e менялось от 0.042 для исходного состава траектории 1 (внутренняя кора) до 0.452 для траектории 15 (внешняя кора), и по величине нагрева — до $T \sim 1.8 \times 10^{10}$ K — для траекторий 12 и 13. Оказалось, что такой широкий набор параметров приводит к трем различным типам нуклеосинтеза, обусловленных коротким, но сильным нагревом вещества ударной волной:

1) r-процесс во внутренней коре характеризуется значительной ролью деления. По мере декомпрессии плотного нейтронизованного вещества вдоль траекторий 1–3 начинается синтез тяжелых элементов под действием нейтронов. В пике ударной волны часть вещества внутренней коры, разлетающегося по траектории № 3, нагревается до температуры $T \sim 6 \times 10^9$ K. Скорости реакций с заряженными частицами увеличиваются на порядки и r-процесс переходит во взрывной нуклеосинтез.

И хотя продолжительность такого нуклеосинтеза невелика (порядка десяти миллисекунд), состав образовавшихся ядер меняется, особенно для изотопов с A < 120, по сравнению с расчетом без учета нагрева (см. рис. 5). Причем образуется заметное количество более легких химических элементов. После продолжающегося разлета оболочки и остывания ее вещества r-процесс возобновляется. Роль нагрева фактически сводится к задержке распространения волны нуклеосинтеза, что эффективно уменьшает продолжительность r-процесса (траектория 3) и приводит к лучшему согласию с наблюдениями в области редкоземельного пика (A ~ 160–180) по сравнению со сценариями без промежуточного нагрева вещества во время r-процесса.

Для двух траекторий, берущих начало из глубины внутренней коры (№ 1 и 2) нагрев вещества ударной волной незначителен и нуклеосинтез за счет r-процесса приводит, как и при нуклеосинтезе вдоль траектории 3, к выгоранию начальных зародышевых ядер с установлению квази-равновесного тока ядер между областью деления и областью ядер-продуктов деления. Такое зацикливание нуклеосинтеза вдоль всех траекторий внутренней коры приводит к образованию сравнимого количества тяжелых химических элементов с $A > 90$.

2) В начале взрыва из-за малого отношения свободных нейтронов к зародышевым ядрам плот-

ность N_n при нуклеосинтезе вдоль траекторий внешней коры с № 4–7 быстро падает. Это приводит к увеличению числа изотопов из начального моноядерного состава за счет n-процесса. При прохождении ударной волны и нагреве среды, скорости фотоядерных реакций и реакций с заряженными частицами на порядки увеличиваются. В результате открываются новые каналы реакций с участием фотоядерных реакций, начинается взрывной нуклеосинтез и происходит частичное разрушение ядер, образованных на предшествующей нейтронно-избыточной холодной стадии, и образование более легких химических элементов. Развивающийся после окончания взрывного нуклеосинтеза n-процесс в этих слоях внешней коры увеличивает количество тяжелых элементов вплоть до области второго пика.

3) В остальных слоях внешней коры происходит преимущественно взрывной нуклеосинтез, в котором образуются более легкие элементы по сравнению с исходным моноядерным составом (траектории 8–15).

В целом можно заключить, что нагрев вещества внутренней (траектория 3) и внешней коры (траектории 4–15) ударной волной приводит к разному течению нуклеосинтеза, отличному от нуклеосинтеза только в результате r-процесса (траектории 1 и 2).

Сравнивая два разных сценария – обдирания и СНЗ (см., например, (Мартин и др., 2015), и ссылки там), стоит отметить, что и в джетах СНЗ, и в разлетающемся веществе внутренней коры при взрыве нейтронной звезды минимальной массы в сценарии обдирания, в r-процессе образуются тяжелые элементы от продуктов деления до актинидов. В ветре от горячей массивной нейтронной звезды (СНЗ) и во внешних слоях взрывающейся маломассивной нейтронной звезды (сценарий обдирания) образуются более легкие элементы. Эти сценарии не противоречат друг другу и являются разновидностями эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд. Только дальнейшие наблюдения помогут установить вклад каждого из них в общую распространенность тяжелых элементов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны М. В. Звереву и А.И. Чугунову за плодотворные обсуждения свойств сверхплотной нейтронной материи и коры нейтронных звезд. Также авторы благодарят анонимных рецензентов за замечания, позволившие значительно улучшить представление полученных результатов.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абуссир и др. (Y. Aboussir, J. M. Pearson, A. K. Dutta, and F. Tondeur), At. Data Nucl. Data Tables **61**, 127 (1995).
2. Арнетт (D. Arnett), Phys. Rep. **333**, 109 (2000).
3. Бесерра и др. (L. M. Becerra, C. Fryer, J. F. Rodriguez, J. A. Rueda, and R. Ruffini), Universe **9**, 332 (2023).
4. Блинников и др. (S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev), Письма в Астрон. журн. **10**, 422 (1984).
5. Блинников и др. (S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev), Sov. Astron. Lett. **10**, 177 (1984).
6. Блинников и др. (S. I. Blinnikov, V. S. Imshennik, D. K. Nadyozhin, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev), Sov. Astron. **34**, 595 (1990).
7. Блинников, Дунина-Барковская (S. I. Blinnikov and N. V. Dunina-Barkovskaya), MNRAS **266**, 289 (1994).
8. Блинников и др. (S. Blinnikov, D. Nadyozhin, N. Kramarev, and A. Yudin), Astron. Rep. **65**, 385 (2001).
9. Блинников и др. (S. Blinnikov, A. Yudin, N. Kramarev, and M. Potashov), Particles **5**, 198–209 (2002).
10. Блэйк, Шрамм (J. B. Blake and D. N. Schramm), Astron. J. **209**, 846 (1976).
11. Ватсон и др. (D. Watson, et al.), Nature **574**, 497 (2019).
12. Вусли и др. (S. E. Woosley, J. R. Wilson, G. J. Mathews et al.), Astrophys. J. **433**, 2299 (1994).
13. Гир (C. W. Gear), Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ (1971).
14. Дэвис и др. (M. B. Devies, W. Benz, T. Piran, F-K. Thielemann), Astrophys. J. **431**, 742 (1994).
15. Игнатовский и др. (A. Y. Ignatovskiy, I. V. Panov, and A. V. Yudin), Phys. of Atomic Nuclei **86**, 692 (2023).
16. Йип и др. (Chun-Ming Yip, Ming-Chung Chu, Shing-Chi Leung, and Lap-Ming Lin), Astrophys. J. **956**, 12 (2023).
17. Кларк, Эрдли (J. P. A. Clark and D. M. Eardley), Astrophys. J. **215**, 311 (1977).
18. Кольпи и др. (M. Colpi, S. L. Shapiro, and S. A. Teukolsky), Astrophys. J. **339**, 318 (1989).
19. Коробкин и др. (O. Korobkin, S. Rosswog, A. Arcones, and C. Winteler), MNRAS **426**, 1940 (2012).

20. Корнеев, Панов (I. Yu. Korneev and I. V. Panov), Astron. Lett. **37**, 684 (2011).
21. Коуэн и др. (J. J. Cowan, J. W. Truran, and F-K. Thielemann), Phys. Rep. **208**, 367 (1991).
22. Коуэн и др. (J. J. Cowan, C. Sneden, J. E. Lawler, A. Aprahamian, M. Wiescher, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, and F-K. Thielemann), Rev. Modern Phys. **93**, article id.015002 (2020).
23. Крамарев, Юдин (N. Kramarev and A. Yudin), MNRAS **525**, 3306 (2023).
24. Ланганке, Мартинез-Пинедо (K. Langanke and G. Martinez-Pinedo), Nuclear Phys. A **673**, 481 (2000).
25. Латтимер, Шрамм (J. M. Lattimer and D. N. Schramm), Astrophys. J. Lett. **192**, L145 (1974).
26. Латтимер, Пракаш (J. M. Lattimer and M. Prakash), Astrophys. J. **550**, 426 (2001).
27. Мартин и др. (D. Martin, A. Perego, A. Arcones, F.-K. Thielemann, O. Korobkin, and S. Rosswog), Astrophys. J. **813**, 2 (2015).
28. Меллер и др. (P. Moeller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki), ADNDT **59**, 185 (1995).
29. Меллер и др. (P. Moeller, J. R. Nix, and K.-L. Kratz), Atomic Data Nucl. Data Tables **66**, 131 (1997).
30. Меллер и др. (P. Moeller, B. Pfeiffer, and K.-L. Kratz), Phys. Rev. C **67**, 055802 (2003).
31. Надёжин и др. (D. K. Nadyozhin, I. V. Panov, and S. I. Blinnikov), Astron. Astrophys. **335**, 207 (1998).
32. Панов (I. V. Panov), Phys. Atomic Nucl. **79**, 159 (2016).
33. Панов и др. (I. V. Panov, I. Yu. Korneev, S. I. Blinnikov, and F. Roepke), JETPL **103**, 431 (2016).
34. Панов и др. (I. V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeiffer, T. Rauscher, K.-L. Kratz, and F.-K. Thielemann), Nuclear Physics A **747**, 633 (2005).
35. Панов и др. (I. V. Panov, I. Yu. Korneev, T. Rauscher, G. Martinez-Pinedo, A. Kelic-Heil, N. T. Zinner, and F.-K. Thielemann), Astron. Astrophys. **513**, A61 (2010).
36. Панов и др. (И. В. Панов, И. Ю. Корнеев, Г. Мартинез-Пинедо, и Ф.-К. Тилеманн), Письма в Астрон. журн. **39**, 173 (2013).
37. Панов и др. (И. В. Панов, И. Ю. Корнеев, С. И. Блинников и Ф. Репке, Письма в ЖЭТФ **103**, 431 (2016) I. V. Panov et al.), JETP Lett. **103**, 431 (2016).
38. Панов, Юдин (И. В. Панов, А. В. Юдин, Письма в Астрон. журн. **46**, 518 (2020) I. V. Panov et al.), Astron. Lett. **46**, 517 (2020).
39. Панов, Юдин (И. В. Панов, А. В. Юдин, Ядерная физика **86**, 4 (2023) I. V. Panov and A.V. Yudin), Atomic Nucl. **86**, 1 (2023).
40. Пирсон и др. (J. M. Pearson, N. Chamel, A. Y. Potekhin, A. F. Fantina, C. Ducoin, A. K. Dutta, and S. Goriely), MNRAS **4881**, 2994 (2018).
41. Потехин, Шабрие (A. Y. Potekhin and G. Chabrier), Astron. Astrophys. **645**, A102 (2021).
42. Радиче и др. (D. Radice, A. Perego, K. Hotokezaka, S. A. Fromm, S. Bernuzzi, and L. F. Roberts), Astrophys. J. **869**, 31 (2018).
43. Раушер, Тилеманн (T. Rauscher and F.-K. Thielemann), Thielemann **75**, 1 (2000).
44. Россвог и др. (S. Rosswog, M. Liebendorfer, F.-K. Thielemann, M. B. Davies, W. Benz, and T. Piran), Astron. Astrophys. **341**, 499 (1999).
45. Россвог и др. (S. Rosswog, O. Korobkin, A. Arcones, F.-K. Thielemann, and T. Piran), MNRAS **439**, 744 (2014).
46. Сумиоши и др. (K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, and W. Hillebrandt), Astron. Astrophys. **334**, 159 (1998).
47. Танвир и др. (N. R. Tanvir, A. J. Levan, C. Gonzalez-Fernandez, et al.), Astrophys. J. **848**, L27 (2017).
48. Тилеманн и др. (F.-K. Thielemann, M. Arnould, and J. W. Truran), in Advances in Nuclear Astrophysics, ed. E. V.-F. et al. (Gif-sur-Yvette: Ed. Frontieres) , 525 (1987).
49. Фрайбургхаус и др. (C. Freiburghaus, S. Rosswog, and F.-K. Thielemann), Astrophys. J. **525**, L121 (1999).
50. Хензель и др. (P. Haensel, A. Yu. Potekhin, and D. G. Yakovlev), Neutron Stars, Equation of State and Structure (NY: Springer, 2007), V. 1, P. 619..
51. Хванг, Ноа (J. Hwang and H. Noh), Astrophys. J. **833**, 180 (2016).
52. Юдин (A. V. Yudin), Astron. Lett. **48**, 393 (2022).
53. Юдин и др. (A. V. Yudin et al.), Astron. Lett. **48**, 622 (2022).
54. Юдин и др. (A. Yudin, N. Kramarev, I. Panov, and A. Ignatovskiy), Particles **6**, 784 (2023).