

ВЗРЫВНОЙ СИНТЕЗ Р-ЯДЕР: ПРОБЛЕМЫ СОГЛАСОВАННЫХ МОДЕЛЬНЫХ РАСЧЕТОВ

Э. М. Бабишов, И. В. Копытин

Воронежский государственный университет

Исследовалась принципиальная возможность синтеза р-ядер во взрывном нуклеосинтезе с учетом реалистичных параметров сверхновой через “традиционные” реакции (n, γ) , (p, γ) , (p, n) , (α, n) , (α, p) , (α, γ) и обратные им. Особое внимание уделено таким “проблемным” изотопам как ^{92}Mo , ^{94}Mo , ^{96}Ru , ^{98}Ru , ^{113}In , ^{115}Sn . Показано, что согласованный выход р- и s-ядер всех элементов труднодостижим вне зависимости от интенсивности s-процесса.

ВВЕДЕНИЕ

Считается, что большинство средних и тяжелых ядер (тяжелее железа) синтезируются в процессах нейтронного захвата (s- и r-процессы) в недрах звезд [1]. Однако существует некоторое количество (35 изотопов) стабильных нейтронно-дефицитных ядер, которые не могут быть получены в вышеуказанных процессах. Они называются р-ядрами. Самое легкое из них — ^{74}Se , а самое тяжелое — ^{196}Hg . Распространенность этих нуклидов в среднем составляет 0,1—1,0% от распространенности s- и r-ядер.

Много разных физических механизмов синтеза р-ядер предложено с тех пор, как была опубликована работа [1], но все они имели различные сложности в решении данной проблемы.

В настоящий момент считается, что большая часть р-ядер синтезируется во время взрыва сверхновых звезд. Наиболее благоприятным местом для синтеза р-ядер в этом случае являются кислородные слои массивной сверхновой типа II (см., например [2]—[4]). В этих слоях во время вспышки температура достигает значений порядка нескольких миллиардов градусов, и становится возможным синтез р-ядер из s-ядер в основном через реакцию (γ, n) . В [4] такая модель была рассмотрена для нескольких звездных масс (от 13 до $25M_{\odot}$ на главной последовательности с солнечным начальным содержанием металлов). Найдено, что конечный выход р-ядер не сильно зависит от звездной массы. Во всех случаях около 60 % всех сортов р-изотопов имеют хорошее согласие с их солнечными пропорциями, но есть несколько

сложностей. Главная из них — сильное недопроизводство р-ядер: ^{92}Mo , ^{94}Mo , ^{96}Ru , ^{98}Ru , ^{113}In , ^{115}Sn . Другая сложность — общее глобальное недопроизводство всех р-ядер относительно кислорода на фактор порядка 4.

В работе [5] рассматривался нуклеосинтез в массивных звездах (также для нескольких звездных масс: от 15 до $25M_{\odot}$), начиная от главной последовательности до вспышки сверхновой. Система кинетических уравнений включала порядка 2200 ядер на последней взрывной стадии. Результаты по выходу р-ядер во всех случаях схожи с результатами работы [4].

Проблема сильного недопроизводства некоторых р-ядер (см. выше) — это главная “проблема”, которая возникает во время моделирования синтеза. Поскольку зародышевыми для р-нуклидов являются s-ядра, то данная проблема тесно связывается с s-процессом в массивных звездах. В последних s-процесс протекает довольно слабо. Детали этого вопроса будут обсуждены в § 2.

В настоящей работе рассматривается принципиальная возможность синтеза р-изотопов в сверхновых II типа, а именно ставится вопрос: возможно ли в принципе получить на выходе после взрыва сверхновой II типа в достаточных количествах р-ядра всех типов одновременно через “традиционные” реакции $((n, \gamma), (p, \gamma), (p, n), (\alpha, n), (\alpha, p), (\alpha, \gamma))$ и обратные им)? Особое внимание будет уделено таким р-изотопам, как ^{92}Mo , ^{94}Mo , ^{96}Ru , ^{98}Ru , ^{113}In , ^{115}Sn . Для этого рассматриваются две модели взрывного нуклеосинтеза. В первой производится расчет выхода р-ядер при условии, что конечный выход s-ядер полностью соответствует солнечным распространенностям. В этом случае исследуется со-

гласованность конечных распространённости ядер разных типов. Во второй модели изучается роль интенсивности s-процесса на конечный выход r-ядер и опять-таки проблема согласованности конечных распространённости r- и s-ядер. Здесь не обсуждаются другие физические механизмы синтеза r-изотопов (например, см. [6]—[10]).

1. ПАРАМЕТРЫ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Взрывной нуклеосинтез зависит от структуры предсверхновой. В настоящих расчетах мы базируемся на одной из последних моделей предсверхновой из [11]. Была взята звезда с массой $25M_{\odot}$ и солнечным химическим составом на главной последовательности. Такие звезды взрываются как сверхновые II типа.

Рассмотрим параметры взрыва звезды, предполагая, что она сферически-симметричная. Выделим такие параметры, как плотность, температура и динамика расширения вещества звезды. Во время вспышки сверхновой сильная ударная волна начинает распространяться по звезде, при этом на границе разрыва имеют место следующие условия сохранения (без учета вязкости и теплопроводности):

$$\rho_1(v_1 - u) = \rho_2(v_2 - u), \quad (1)$$

$$\rho_1(v_1 - u)^2 + p_1 = \rho_2(v_2 - u)^2 + p_2, \quad (2)$$

$$\varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{(v_1 - u)^2}{2} = \varepsilon_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{(v_2 - u)^2}{2}. \quad (3)$$

Индекс 1 отмечает значения перед фронтом ударной волны, индекс 2 — значения за фронтом; v — скорость вещества, u — скорость ударной волны; p — давление; ρ — плотность; ε — удельная энергия. Все скорости определены относительно центра звезды. Уравнение состояния берется из [12]. Там электроны и позитроны описываются как идеальный газ с произвольной степенью вырождения и релятивизма, ионы — как идеальный газ. Также учитывается электромагнитное излучение и рассматриваются кулоновские поправки. Все величины с индексом 1 берутся из [11] как параметры предсверхновой.

Уравнения (1)—(3) — это система с тремя неизвестными: ρ_2 , T_2 , v_2 . Скорость ударной волны рассчитывается из теории размерности [13]:

$$u = 2\sqrt{\frac{cE_0\rho_1}{r^3}} \frac{1}{5\rho_1 + r \frac{d\rho_1}{dr}}, \quad (4)$$

где E_0 — начальная энергия взрыва, r — координата фронта ударной волны относительно центра звезды, c — безразмерная постоянная, возникающая при использовании теории размерности. Последнюю можно определить из закона сохранения энергии [14], но нам она не понадобится, так как в настоящей работе произведение $E = cE_0$ будет являться произвольным параметром модели. После прохождения ударной волной данной точки звезды вещество начинает двигаться наружу с большой скоростью, а его плотность и температура уменьшаются. Поэтому в (1)—(3) все величины с индексом 2 являются пиковыми, а их изменения в период расширения можно представить в виде

$$\rho_{ex}(r, t) = \rho_2(r)f(r, t), \quad T_{ex}(r, t) = T_2(r)g(r, t) \quad (5)$$

с начальными условиями: $\rho_{ex}(r, 0) = \rho_2(r)$, $T_{ex}(r, 0) = T_2(r)$. Функции $f(r, t)$ и $g(r, t)$ описывают динамику расширения и охлаждения соответственно. Мы берем их в наиболее широком распространенном виде:

$$f(r, t) = e^{-t/\tau}, \quad g(r, t) = e^{-t/3\tau}, \quad (6)$$

где $\tau = 446/\sqrt{\rho_2}$ — временной масштаб свободного расширения (здесь ρ_2 берется в $\text{г}/\text{см}^3$).

2. МОДЕЛЬ I

Известно, что в подавляющем большинстве задач нуклеосинтеза приходится решать кинетические уравнения вида

$$\frac{d}{dt} n(A, Z) = -\sum_{ij} n(A, Z) \lambda_{ij}(A, Z) + \sum_{km} n(A_k, Z_k) \lambda_{im}(A_k, Z_k), \quad (7)$$

где $n(A, Z)$ — концентрация ядер сорта (A, Z) (A означает массовое число, Z — заряд ядра), $\lambda_{ij}(A, Z)$ — скорость реакции с участием изотопа (A, Z) и частицы i с выходом частицы j . Суммирование проходит по всем возможным реакциям, причем первая сумма соответствует процессам, в которых ядро (A, Z) уничтожается, а вторая — в которых оно рождается. Размер системы (7) зависит от числа изотопов, вовлеченных в процесс нуклеосинтеза.

В практических расчетах удобнее использовать массовые доли $X(A, Z)$, которые выражаются через $n(A, Z)$ формулой

$$X(A, Z) = \frac{An(A, Z)}{\rho N_A}, \quad (8)$$

где N_A — число Авогадро. Тогда (7) преобразуется в следующую систему:

$$\frac{d}{dt} X(A, Z) = - \sum_{ij} X(A, Z) \lambda_{ij}(A, Z) + \sum_{klm} X(A_k, Z_k) \lambda_{lm}(A_k, Z_k) \frac{A}{A_k}. \quad (9)$$

Массовые доли изотопов на стадии предсверхновой являются начальными условиями для (9). Значения этих массовых долей для легких ядер (до железного максимума) брались из [15] для звезды $25M_{\odot}$. В звездном веществе на стадии предсверхновой есть еще и s-ядра. Действительно, эти изотопы синтезируются во время горения гелия в коре звезды (стадия красного гиганта) и должны сохраниться в определенных слоях до вспышки сверхновой. Кислородные слои как раз могут быть местом, где они сохраняются [3, 4]. В данной работе s-ядра — основа для взрывного синтеза р-ядер.

В настоящее время предполагается, что наиболее интенсивно s-ядра синтезируются в АВГ звездах (асимптотические ветви гигантов) [16], в то время как в массивных звездах имеет место так называемый “слабый” s-процесс, т. е. s-процесс, в котором синтезируются только ядра с $A < 90$, а синтез более тяжелых s-изотопов идет крайне слабо [4]. Как результат, некоторые сорта р-ядер могут иметь недостаточный выход. Расчеты р-процесса, основанные на слабом s-процессе, были проведены в ряде работ (см. Введение). Во всех случаях наблюдалось сильное недопроизводство некоторых р-ядер (особенно молибдена и рутения).

Существует предположение, что вышеописанная картина s-процесса в массивных звездах не во всем справедлива. Некоторые авторы (см., например [17, 18]) утверждают, что проблему слабого s-процесса в массивных звездах можно решить, сильно увеличив скорость ключевой реакции s-процесса $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, а это, в свою очередь, увеличит и результирующий выход р-ядер. В [18] этот вариант был рассмотрен. Расчеты нормированных факторов производства р-ядер были выполнены при трех различных скоростях вышеуказанной реакции (R_1, R_3, R_5) для звезды $25M_{\odot}$ с солнечным начальным химическим составом. R_1 соответствует расчету с классическим “слабым” s-процессом, R_5 соответствует расчету, где фактор производства s-ядер после s-процесса составлял 10^3 – 10^4 для массовых чисел A от 70 до 90 и падал до единицы при $A \approx 150$, R_3 — промежуточная между R_1 и R_5 интенсивность s-процесса. Результаты

этих расчетов оказались следующими: сильное недопроизводство некоторых р-ядер (Mo, Ru, ^{113}In , ^{115}Sn и некоторых других) при R_1 , хорошие результаты для этих р-ядер при R_5 , и небольшое недопроизводство для ^{92}Mo , ^{96}Ru при R_3 . Следует отметить, что рассматривались лишь относительные распространенности р-ядер (фактор производства каждого р-изотопа делился на усредненный по всем 35 р-нуклидам фактор), хотя косвенно по этим результатам можно оценить и абсолютный выход р-ядер (относительно кислорода). Недостатком этих исследований является то, что неизвестен окончательный (после вспышки сверхновой) выход s-ядер при указанных вариациях скорости реакции $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Вопрос о влиянии интенсивности s-процесса на последующий нуклеосинтез существенен и требует, по нашему мнению, дальнейшего исследования. Ниже (§ 4) мы коснемся этого вопроса подробнее.

В настоящей модели мы попробуем подойти к исследованию нуклеосинтеза р-ядер с несколько иных позиций. А именно попытаемся ответить на следующий вопрос: каков будет абсолютный выход р-ядер, если абсолютный выход s-ядер (относительно кислорода) будет точно соответствовать их солнечным распространенностям?

Пусть $X_s(A, Z)$ — массовая доля s-ядра сорта (A, Z) на стадии предсверхновой, а $X_{\odot,s}(A, Z)$ — массовая доля этого s-изотопа в солнечной системе. Также положим, что $X_{\odot}(^{16}\text{O})$ — массовая доля изотопа ^{16}O в солнечной системе (значения X_{\odot} берутся из [19]). Известно, что ядра ^{16}O синтезируются в основном в массивных сверхновых, поэтому удобно рассматривать выход р- и s-ядер в сравнении с выходом кислорода [4, 5] (это так называемый абсолютный выход ядер). С учетом этого можно записать

$$\frac{X_{\odot,s}(A, Z)}{X_{\odot}(^{16}\text{O})} = \frac{m_s(A, Z)}{m(^{16}\text{O})}, \quad (10)$$

где $m_s(A, Z)$ и $m(^{16}\text{O})$ — выходы (в массах Солнца) s-ядер сорта (A, Z) и изотопов ^{16}O соответственно после вспышки сверхновой. $m_s(A, Z)$ может быть получено следующим образом:

$$m_s(A, Z) = \int_{M_1}^{M_2} X_s(A, Z) dm, \quad (11)$$

где M_1 и M_2 — границы области звезды, в которой массовые доли s-ядер не изменяются (не уничтожаются) во время взрыва.

Массивные звезды на стадии предсверхновой имеют протяженные кислородные слои (см. [11]), и в них должны быть s-ядра. Предположим, что $X_s(A, Z)$ имеет одно и то же значение внутри всего кислородного слоя благодаря конвекции. Тогда (11) преобразуется в выражение

$$m_s(A, Z) = X_s(A, Z)M_s, \quad (12)$$

где M_s — масса кислородного слоя, в котором s-ядра сохраняются от разрушения. Далее, используя (10) и (12), мы можем получить выражение для $X_s(A, Z)$

$$X_s(A, Z) = \frac{X_{\odot,s}(A, Z)m(^{16}\text{O})}{X_{\odot}(^{16}\text{O})M_s}. \quad (13)$$

Эти значения будут начальными условиями для (9). Массовые доли остальных типов тяжелых ядер на стадии предсверхновой были взяты из [15].

Проводя численное решение системы (9) по интересующей нас области звезды с вышеуказанными начальными условиями, получим множество значений массовых долей $\{X_p(A, Z)\}$ для p-ядер сорта (A, Z) после взрыва. Интегрирование этого множества значений по всей области даст выход (в массах Солнца) p-изотопа (A, Z) :

$$m_p(A, Z) = \int_{M_3}^{M_4} X_p(A, Z)dm, \quad (14)$$

где M_3 и M_4 — границы области, где синтезируются p-ядра (в нашем случае это часть кислородного слоя). Конечную абсолютную распространенность p-ядра сорта (A, Z) можно получить из очевидной формулы:

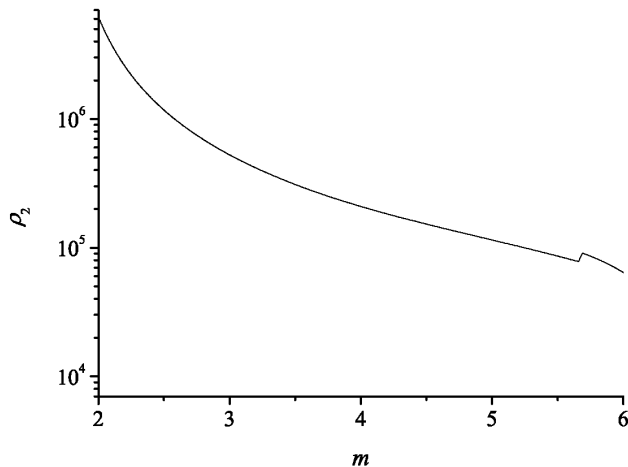


Рис. 1. ρ_2 (г/см³) — пиковая плотность за фронтом ударной волны; m — массовая координата в массах Солнца

$$X_{cal,p}(A, Z) = \frac{m_p(A, Z)X_{\odot}(^{16}\text{O})}{m(^{16}\text{O})}. \quad (15)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчеты взрывного нуклеосинтеза проводились с $E = 6 \cdot 10^{50}$ эрг. При таком условии температура и плотность имеют наиболее реалистичные значения в кислородном слое. Как уже было сказано, в наших расчетах мы использовали модель предсверхновой из [11] с массой $25M_{\odot}$. Для этой модели распределения величин ρ_2 , T_2 и v_2 по объему звезды представлены на рис. 1, 2 и 3 соответственно. Видно, что имеет место скачок в значениях параметров при массовой координате $\sim 5.67M_{\odot}$. Он вызван большим отрицательным градиентом плотности

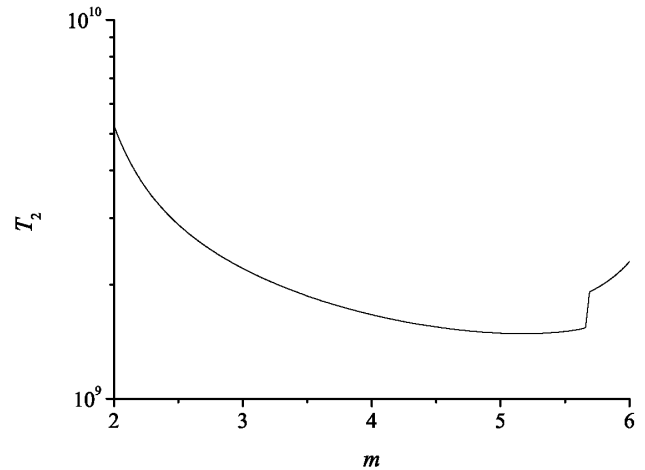


Рис. 2. T_2 (К) — пиковая температура за фронтом ударной волны; m — массовая координата в массах Солнца

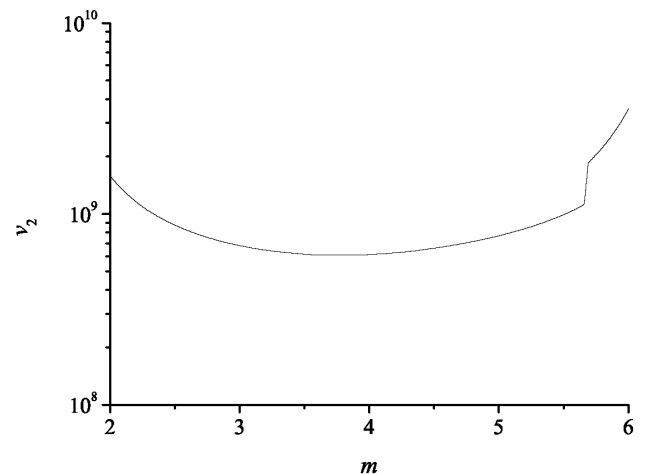


Рис. 3. v_2 (см/с) — пиковая скорость звездного вещества за фронтом ударной волны; m — массовая координата в массах Солнца

перед фронтом ударной волны, и выражение (4) в таком случае может быть не совсем корректным, но эта зона лежит далеко за пределами области, в которой синтезируются р-ядра, и она нас не интересует. Также из модели и оценочных расчетов можно заключить, что значения параметра M_s будут лежать в интервале (для всех сортов s-ядер) приблизительно от $2.5M_\odot$ ($M_1 \sim 3.5M_\odot, M_2 \sim 6.0M_\odot$) до $3.5M_\odot$ ($M_1 \sim 2.5M_\odot, M_2 \sim 6.0M_\odot$). Нижнее значение не включает область, в которой происходит синтез р-ядер, (есть основания считать, что там они частично уничтожатся), а верхнее значение эту область включает целиком. Разница в конечных результатах для этих двух значений невелика (как показывают оценки), поэтому было взято усредненное значение $M_s \sim 3M_\odot$. Выход кислорода ($m(^{16}\text{O})$) можно получить из решения усеченной системы (9) (в нее включаются только ядра, коотрые легче железа). Получается $m(^{16}\text{O}) \sim 3M_\odot$. Тогда

$$X_s(A, Z) = \frac{3X_{\odot,s}(A, Z)}{9.59 \cdot 10^{-3} \cdot 3} \sim 104X_{\odot,s}(A, Z). \quad (16)$$

Система кинетических уравнений (9) включает более 4500 изотопов от нейтрона до Bi. Мы использовали базу данных по реакциям из [20] (были включены реакции (n, γ) , (p, γ) , (p, n) , (α, n) , (α, p) , (α, γ) и обратные им). Кроме того, в (9) были включены все реакции горения (водорода, гелия, углерода, неона и кислорода), некоторые важные реакции для легких ядер из разных баз данных (в основном из [21]) и β -распады. В результате получается большая со-

гласованная система обыкновенных дифференциальных уравнений.

Система (9) очень жесткая, и необходимо использовать специальные методы для ее численного интегрирования. Использовались неявные методы Рунге—Кутта 5 порядка (RADAU IIA) и метод Розенброка 4 порядка, взятые из [22].

Результаты расчетов с использованием (16) представлены на рис. 4. Неплохие результаты получаются для первых трех р-изотопов и для Ru; небольшое недопроизводство наблюдается для р-ядер Mo, однако для более тяжелых ядер наблюдается сильное перепроизводство, исключение составляют только ядра ^{138}La , ^{152}Gd , ^{113}In и ^{115}Sn . Последние два изотопа вообще “плохо синтезируются” во время вспышек сверхновых II типа (см. [4]; мы получили значительное количество ^{113}In только благодаря высоким концентрациям s-ядер на стадии предсверхновой), но, возможно они синтезируются на квазиравновесных стадиях звездной эволюции, например, во время горения углерода, неона и кислорода в коре звезды через термальный β -распад материнских ядер ^{113}Cd и ^{115}In соответственно. Таким образом, для абсолютного большинства р-нуклидов значения взятых массовых долей зародышевых s-ядер из (16) оказываются более чем достаточными, за исключением отдельных р-изотопов.

4. МОДЕЛЬ II

Для более тщательного исследования синтеза р-ядер рассмотрим еще одну модель взрывного нуклеосинтеза, основанного на s-процессе.

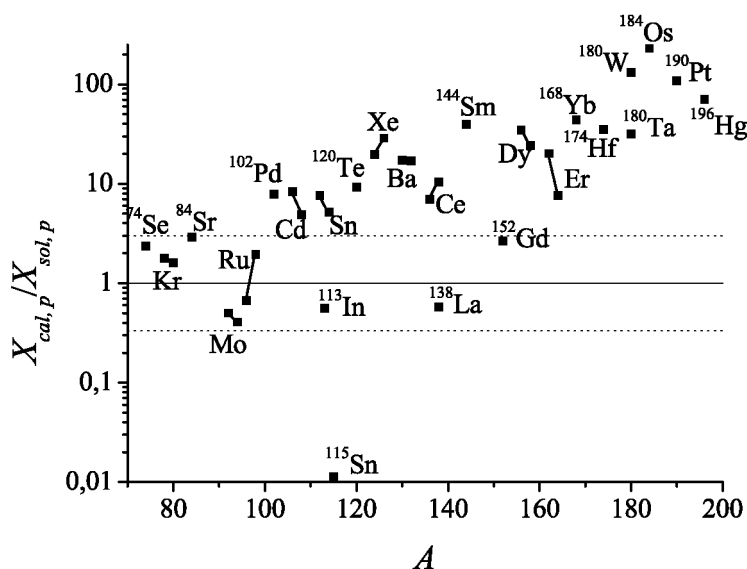


Рис. 4. $X_{cal,p}/X_{sol,p}$ — отношение рассчитанных распространенностей р-ядер к солнечным, A — массовое число. Разные р-изотопы одного элемента соединены линией

Эта модель позволит лучше проследить влияние интенсивности s-процесса на результаты взрывного нуклеосинтеза. Выберем следующие параметры s-процесса на конечной стадии горения гелия в центре звезды. Массовые доли ядер железного максимума (Z от 26 до 28) равны $0.03X_{\odot}$. Массовые доли более тяжелых изотопов положим равными нулю. Плотность на этой стадии возьмем равной 500 г/см^3 , температуру — $3 \cdot 10^8 \text{ К}$, массовые доли нейтронов положим равными 10^{-20} см^{-3} , длительность s-процесса равна $2 \cdot 10^4$ лет. Система (9) решалась с этими параметрами. Результаты (только для стабильных ядер) представлены в таблице 1 во втором, пятом, восьмом и одиннадцатом столбцах (X/X_{\odot}^1 — отношение рассчитанных массовых долей в звездном веществе после s-процесса к солнечным долям; нулевые величины означают, что массовые доли этих ядер получились меньшими 10^{-25}).

После стадии горения гелия в коре в эволюции массивной звезды можно выделить еще четыре стадии (горение углерода в коре, горение кислорода, неона и кремния), а затем звезда переходит в стадию предсверхновой с образованием железного ядра. Длительность всех этих стадий приблизительно (для $25M_{\odot}$) 525 лет [16]. Были проведены расчеты нуклеосинтеза и для этого периода эволюции. Его параметры следующие: плотность увеличивается линейно от 500 до $3 \cdot 10^5 \text{ г/см}^3$, температура растет от $3 \cdot 10^8$ до $\sim 1.7 \cdot 10^9 \text{ К}$ (такие параметры соответствуют массовой координате $2.5M_{\odot}$), массовые

доли ядер в начале этого нуклеосинтеза брались из результатов s-процесса. После решения системы (9) были найдены массовые доли изотопов, которые в свою очередь являются начальными для взрывного нуклеосинтеза в кислородном слое. Результаты расчетов представлены в табл. 1 в третьем, шестом, девятом и двенадцатом столбцах (X/X_{\odot}^2 — отношение полученных массовых долей ядер к их солнечным долям). Видно, что этот период эволюции (525 лет) очень важен для ^{113}In и ^{115}Sn , которые синтезируются в результате термального β -распада из s-изотопов ^{113}Cd , ^{115}In соответственно.

Распространенности r-ядер после взрыва сверхновой рассчитывались с использованием (9), (14) и (15). Результаты представлены на рис. 5. На первый взгляд кажется, что для r-изотопов Mo и Ru получено неплохое согласие с солнечными распространенностями. Однако, если проанализировать выход s-ядер после взрыва (табл. 2), то видно, что имеет место перепроизводство ряда s-ядер, особенно с A от 90 до 110.

Параметры s-процесса подбирались так, чтобы максимальный фактор производства (отношение массовых долей расчетных к солнечным) для s-ядер приходился на область с $Z = 42 - 44$ (Mo, Ru), как это видно из табл. 1, и чтобы обеспечивался приемлемый конечный выход r-изотопов вышеуказанных элементов. Таким образом, для получения достаточного выхода r-ядер молибдена и рутения необходимо к стадии предсверхновой такое количество их

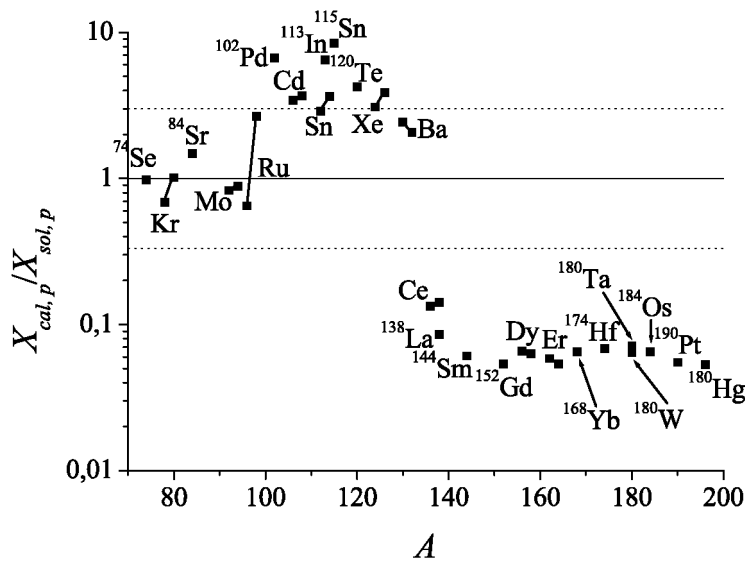


Рис. 5. $X_{cal,p}/X_{sol,p}$ — отношение рассчитанных распространенностей r-ядер к солнечным, A — массовое число. Разные r-изотопы одного элемента соединены линией

Таблица 1

Выход ядер в кислородном слое после: s-процесса (X/X_{\odot}^1) и последующих четырех стадий (X/X_{\odot}^2)

Nuc.	X/X_{\odot}^1	X/X_{\odot}^2	Nuc.	X/X_{\odot}^1	X/X_{\odot}^2	Nuc.	X/X_{\odot}^1	X/X_{\odot}^2	Nuc.	X/X_{\odot}^1	X/X_{\odot}^2
⁵⁴ Fe	1.76(-11)	2.14(-09)	⁹⁷ Mo	1.70(+02)	3.17(+02)	¹³² Xe	6.77(+00)	2.80(+01)	¹⁶⁹ Tm	2.74(-03)	4.19(-02)
⁵⁶ Fe	8.62(-04)	7.10(-04)	⁹⁸ Mo	2.48(+02)	4.14(+02)	¹³⁴ Xe	1.48(-03)	4.31(-01)	¹⁶⁸ Yb	0.00(+00)	2.31(-07)
⁵⁷ Fe	2.31(-02)	2.77(-02)	¹⁰⁰ Mo	4.09(-02)	3.21(+00)	¹³⁶ Xe	2.21(-09)	3.06(-05)	¹⁷⁰ Yb	1.88(-02)	4.41(-01)
⁵⁸ Fe	6.79(-01)	5.88(-01)	⁹⁶ Ru	0.00(+00)	2.09(-06)	¹³³ Cs	2.23(+00)	1.51(+01)	¹⁷¹ Yb	3.01(-03)	3.18(-03)
⁵⁹ Co	1.96(-01)	2.12(-01)	⁹⁸ Ru	0.00(+00)	1.11(-02)	¹³⁰ Ba	0.00(+00)	1.62(-10)	¹⁷² Yb	4.35(-03)	9.38(-02)
⁵⁸ Ni	3.11(-12)	1.04(-11)	⁹⁹ Ru	1.63(-01)	1.54(+01)	¹³² Ba	0.00(+00)	2.09(-07)	¹⁷³ Yb	2.69(-03)	5.28(-05)
⁶⁰ Ni	6.32(-02)	3.96(-02)	¹⁰⁰ Ru	2.60(+02)	4.52(+02)	¹³⁴ Ba	1.86(+01)	5.55(+01)	¹⁷⁴ Yb	4.64(-03)	5.74(-02)
⁶¹ Ni	7.30(-01)	1.03(+00)	¹⁰¹ Ru	6.11(+01)	1.53(+02)	¹³⁵ Ba	2.93(+00)	5.20(+00)	¹⁷⁶ Yb	2.30(-06)	2.36(-04)
⁶² Ni	1.24(+00)	9.07(-01)	¹⁰² Ru	1.30(+02)	2.22(+02)	¹³⁶ Ba	9.60(+00)	4.47(+01)	¹⁷⁵ Lu	1.78(-03)	8.97(-02)
⁶⁴ Ni	1.05(+01)	8.38(+00)	¹⁰⁴ Ru	1.64(+00)	2.56(+01)	¹³⁷ Ba	4.38(+00)	2.51(+01)	¹⁷⁶ Lu	4.25(-02)	2.85(-05)
⁶³ Cu	1.08(+00)	7.70(-01)	¹⁰³ Rh	3.46(+01)	7.01(+01)	¹³⁸ Ba	1.78(+00)	1.01(+01)	¹⁷⁴ Hf	0.00(+00)	6.65(-06)
⁶⁵ Cu	7.53(+00)	6.06(+00)	¹⁰² Pd	0.00(+00)	3.44(-06)	¹³⁸ La	2.27(-08)	1.65(-04)	¹⁷⁶ Hf	5.87(-12)	1.52(-01)
⁶⁴ Zn	3.69(-01)	5.63(-02)	¹⁰⁴ Pd	2.23(+02)	3.49(+02)	¹³⁹ La	6.12(-01)	5.96(+00)	¹⁷⁷ Hf	1.69(-03)	2.93(-05)
⁶⁶ Zn	4.54(+00)	3.13(+00)	¹⁰⁵ Pd	3.52(+01)	6.96(+01)	¹³⁶ Ce	0.00(+00)	7.34(-24)	¹⁷⁸ Hf	3.16(-03)	1.05(-01)
⁶⁷ Zn	1.00(+01)	1.23(+01)	¹⁰⁶ Pd	1.13(+02)	2.12(+02)	¹³⁸ Ce	0.00(+00)	9.78(-09)	¹⁷⁹ Hf	2.21(-03)	4.95(-05)
⁶⁸ Zn	1.29(+01)	9.98(+00)	¹⁰⁸ Pd	1.42(+02)	2.38(+02)	¹⁴⁰ Ce	2.86(-01)	1.61(+00)	¹⁸⁰ Hf	3.12(-03)	9.64(-02)
⁷⁰ Zn	2.88(+00)	2.63(+00)	¹¹⁰ Pd	1.20(+00)	2.64(+00)	¹⁴² Ce	3.33(-04)	1.07(-02)	¹⁸⁰ Ta	0.00(+00)	1.76(-01)
⁶⁹ Ga	2.09(+01)	2.29(+01)	¹⁰⁷ Ag	2.12(-04)	3.57(-04)	¹⁴¹ Pr	1.24(-01)	6.57(-01)	¹⁸¹ Ta	1.59(-03)	7.24(-02)
⁷¹ Ga	6.45(+01)	6.68(+01)	¹⁰⁹ Ag	3.66(+01)	5.85(+01)	¹⁴² Nd	1.88(-01)	1.11(+00)	¹⁸⁰ W	0.00(+00)	9.36(-05)
⁷⁰ Ge	3.41(+01)	2.76(+01)	¹⁰⁶ Cd	0.00(+00)	3.59(-17)	¹⁴³ Nd	6.53(-02)	2.87(-05)	¹⁸² W	1.73(-03)	5.78(-02)
⁷² Ge	5.05(+01)	4.16(+01)	¹⁰⁸ Cd	8.54(-03)	6.63(-04)	¹⁴⁴ Nd	9.67(-02)	1.08(-04)	¹⁸³ W	1.68(-03)	2.72(-05)
⁷³ Ge	5.10(+01)	8.07(+01)	¹¹⁰ Cd	1.22(+02)	2.08(+02)	¹⁴⁵ Nd	5.37(-02)	2.79(-05)	¹⁸⁴ W	1.78(-03)	6.21(-02)
⁷⁴ Ge	5.30(+01)	4.63(+01)	¹¹¹ Cd	4.42(+01)	7.02(+01)	¹⁴⁶ Nd	9.10(-02)	5.41(-01)	¹⁸⁶ W	1.66(-04)	9.15(-03)
⁷⁶ Ge	2.48(-04)	4.64(-03)	¹¹² Cd	7.62(+01)	1.54(+02)	¹⁴⁸ Nd	7.19(-05)	1.03(-02)	¹⁸⁵ Re	8.64(-04)	2.06(-02)
⁷⁵ As	4.87(+01)	6.63(+01)	¹¹³ Cd	5.61(+01)	1.19(+01)	¹⁵⁰ Nd	1.39(-10)	6.49(-07)	¹⁸⁷ Re	2.98(-05)	3.36(-03)
⁷⁴ Se	0.00(+00)	2.03(-03)	¹¹⁴ Cd	8.35(+01)	1.52(+02)	¹⁴⁴ Sm	0.00(+00)	3.25(-15)	¹⁸⁴ Os	0.00(+00)	9.97(-06)
⁷⁶ Se	1.43(+02)	1.24(+02)	¹¹⁶ Cd	3.49(-02)	4.42(+00)	¹⁴⁷ Sm	1.72(-02)	3.98(-07)	¹⁸⁶ Os	2.03(-03)	5.15(-02)
⁷⁷ Se	6.60(+01)	9.89(+01)	¹¹³ In	5.59(-01)	8.03(+02)	¹⁴⁸ Sm	1.32(-01)	4.33(-05)	¹⁸⁷ Os	1.22(-03)	8.00(-06)
⁷⁸ Se	8.72(+01)	7.76(+01)	¹¹⁵ In	3.08(+01)	1.19(-02)	¹⁴⁹ Sm	2.36(-02)	9.98(-07)	¹⁸⁸ Os	3.60(-04)	1.98(-02)
⁸⁰ Se	6.04(+01)	6.62(+01)	¹¹² Sn	0.00(+00)	5.39(-08)	¹⁵⁰ Sm	1.69(-01)	1.31(+00)	¹⁸⁹ Os	7.17(-05)	1.31(-07)
⁸² Se	5.16(-05)	2.01(-03)	¹¹⁴ Sn	6.00(-01)	4.85(+01)	¹⁵² Sm	2.56(-02)	4.43(-02)	¹⁹⁰ Os	2.11(-04)	6.73(-03)
⁷⁹ Br	7.11(+00)	5.61(+00)	¹¹⁵ Sn	1.74(+00)	1.07(+03)	¹⁵⁴ Sm	9.54(-06)	6.22(-04)	¹⁹² Os	6.64(-06)	4.16(-04)
⁸¹ Br	4.56(+01)	6.36(+01)	¹¹⁶ Sn	4.96(+01)	1.07(+02)	¹⁵¹ Eu	1.33(-03)	8.75(-06)	¹⁹¹ Ir	3.09(-05)	1.31(-03)
⁷⁸ Kr	0.00(+00)	2.47(-11)	¹¹⁷ Sn	3.62(+01)	6.89(+01)	¹⁵³ Eu	4.10(-03)	4.64(-02)	¹⁹³ Ir	6.14(-06)	3.47(-04)
⁸⁰ Kr	8.38(+01)	3.16(+00)	¹¹⁸ Sn	3.81(+01)	9.91(+01)	¹⁵² Gd	2.76(-02)	5.75(-08)	¹⁹⁰ Pt	0.00(+00)	2.24(-08)
⁸² Kr	1.40(+02)	1.23(+02)	¹¹⁹ Sn	3.04(+01)	3.22(+01)	¹⁵⁴ Gd	5.89(-02)	4.34(-01)	¹⁹² Pt	9.61(-04)	4.04(-02)
⁸³ Kr	5.33(+01)	6.27(+01)	¹²⁰ Sn	3.11(+01)	8.94(+01)	¹⁵⁵ Gd	4.51(-03)	1.91(-04)	¹⁹⁴ Pt	3.47(-05)	3.13(-03)
⁸⁴ Kr	4.88(+01)	4.81(+01)	¹²² Sn	4.51(+00)	1.62(+01)	¹⁵⁶ Gd	1.35(-02)	8.06(-02)	¹⁹⁵ Pt	1.67(-05)	3.87(-08)
⁸⁶ Kr	2.52(+01)	2.39(+02)	¹²⁴ Sn	3.77(-03)	5.11(-01)	¹⁵⁷ Gd	7.71(-03)	7.99(-06)	¹⁹⁶ Pt	5.27(-05)	2.91(-03)
⁸⁵ Rb	3.20(+01)	1.05(+02)	¹²¹ Sb	1.87(+01)	5.24(+01)	¹⁵⁸ Gd	1.71(-02)	6.16(-02)	¹⁹⁸ Pt	4.26(-09)	1.30(-05)
⁸⁷ Rb	1.26(+01)	1.02(+02)	¹²³ Sb	4.26(-01)	3.48(+00)	¹⁶⁰ Gd	9.70(-07)	8.64(-05)	¹⁹⁷ Au	2.68(-05)	2.07(-03)
⁸⁴ Sr	0.00(+00)	5.59(-05)	¹²⁰ Te	0.00(+00)	1.62(-12)	¹⁵⁹ Tb	4.31(-03)	3.93(-02)	¹⁹⁶ Hg	0.00(+00)	7.61(-06)
⁸⁶ Sr	1.48(+02)	6.25(+01)	¹²² Te	5.01(+01)	1.29(+02)	¹⁵⁶ Dy	0.00(+00)	5.76(-11)	¹⁹⁸ Hg	2.18(-04)	1.97(-02)
⁸⁷ Sr	1.41(+02)	5.21(+01)	¹²³ Te	6.52(+01)	1.22(+02)	¹⁵⁸ Dy	0.00(+00)	1.75(-06)	¹⁹⁹ Hg	7.92(-05)	3.65(-03)
⁸⁸ Sr	1.53(+02)	1.33(+02)	¹²⁴ Te	3.95(+01)	1.21(+02)	¹⁶⁰ Dy	5.39(-02)	4.86(-01)	²⁰⁰ Hg	9.15(-05)	1.24(-02)
⁸⁹ Y	9.88(+01)	1.13(+02)	¹²⁵ Te	1.06(+01)	1.27(+01)	¹⁶¹ Dy	2.59(-03)	2.91(-05)	²⁰¹ Hg	9.09(-05)	1.49(-04)
⁹⁰ Zr	1.14(+02)	1.48(+02)	¹²⁶ Te	1.33(+01)	4.24(+01)	¹⁶² Dy	5.91(-03)	7.01(-02)	²⁰² Hg	3.16(-05)	2.42(-03)
⁹¹ Zr	1.53(+02)	2.66(+02)	¹²⁸ Te	7.02(-01)	2.70(+00)	¹⁶³ Dy	2.61(-03)	3.52(-06)	²⁰⁴ Hg	9.74(-07)	9.15(-05)
⁹² Zr	1.92(+02)	2.99(+02)	¹³⁰ Te	3.84(-07)	8.89(-05)	¹⁶⁴ Dy	8.61(-03)	5.59(-02)	²⁰³ Tl	1.27(-05)	1.13(-03)
⁹⁴ Zr	1.52(+02)	2.33(+02)	¹²⁷ I	2.00(+00)	8.02(+00)	¹⁶⁵ Ho	1.89(-03)	2.62(-02)	²⁰⁵ Tl	1.10(-07)	1.13(-04)
⁹⁶ Zr	1.53(+00)	8.36(+01)	¹²⁴ Xe	0.00(+00)	3.38(-21)	¹⁶² Er	0.00(+00)	3.11(-16)	²⁰⁴ Pb	8.45(-06)	5.92(-04)
⁹³ Nb	8.01(-03)	6.89(-03)	¹²⁶ Xe	0.00(+00)	2.14(-06)	¹⁶⁴ Er	0.00(+00)	4.74(-05)	²⁰⁶ Pb	2.04(-07)	1.35(-05)
⁹² Mo	0.00(+00)	2.05(-07)	¹²⁸ Xe	3.53(+01)	1.04(+02)	¹⁶⁶ Er	4.44(-03)	5.68(-02)	²⁰⁷ Pb	4.09(-08)	3.18(-06)
⁹⁴ Mo	6.00(-02)	9.60(-02)	¹²⁹ Xe	1.22(+00)	3.16(+00)	¹⁶⁷ Er	2.34(-03)	1.38(-05)	²⁰⁸ Pb	2.04(-09)	1.34(-07)
⁹⁵ Mo	9.80(+01)	2.34(+02)	¹³⁰ Xe	2.90(+01)	1.07(+02)	¹⁶⁸ Er	6.64(-03)	5.74(-02)	²⁰⁹ Bi	7.15(-11)	2.88(-10)
⁹⁶ Mo	2.63(+02)	4.48(+02)	¹³¹ Xe	1.91(+00)	5.94(+00)	¹⁷⁰ Er	2.33(-05)	1.69(-03)			

Выход некоторых s-ядер (вторая модель) после вспышки сверхновой

Nuc.	$X_s/X_{\odot,s}$	Nuc.	$X_s/X_{\odot,s}$	Nuc.	$X_s/X_{\odot,s}$	Nuc.	$X_s/X_{\odot,s}$
⁶⁴ Zn	5.39(-02)	⁹⁹ Ru	6.39(-01)	¹³⁴ Ba	6.00(-01)	¹⁷¹ Yb	5.28(-02)
⁶⁶ Zn	9.03(-02)	¹⁰⁰ Ru	4.69(+00)	¹³⁵ Ba	1.39(-01)	¹⁷² Yb	5.36(-02)
⁶⁷ Zn	1.64(-01)	¹⁰¹ Ru	1.41(+00)	¹³⁶ Ba	5.11(-01)	¹⁷³ Yb	5.28(-02)
⁶⁸ Zn	1.55(-01)	¹⁰² Ru	2.26(+00)	¹³⁷ Ba	2.68(-01)	¹⁷⁴ Yb	5.32(-02)
⁷⁰ Zn	8.17(-02)	¹⁰³ Rh	6.78(-01)	¹³⁸ Ba	1.48(-01)	¹⁷⁵ Lu	5.35(-02)
⁶⁹ Ga	2.77(-01)	¹⁰⁴ Pd	3.40(+00)	¹³⁹ La	1.08(-01)	¹⁷⁶ Lu	5.28(-02)
⁷¹ Ga	7.22(-01)	¹⁰⁵ Pd	7.11(-01)	¹⁴⁰ Ce	6.80(-02)	¹⁷⁶ Hf	5.48(-02)
⁷⁰ Ge	3.40(-01)	¹⁰⁶ Pd	2.28(+00)	¹⁴¹ Pr	5.90(-02)	¹⁷⁷ Hf	5.28(-02)
⁷² Ge	5.28(-01)	¹⁰⁸ Pd	2.38(+00)	¹⁴² Nd	6.39(-02)	¹⁷⁸ Hf	5.37(-02)
⁷³ Ge	7.75(-01)	¹⁰⁷ Ag	1.60(-01)	¹⁴³ Nd	5.28(-02)	¹⁷⁹ Hf	5.28(-02)
⁷⁴ Ge	5.19(-01)	¹⁰⁹ Ag	5.76(-01)	¹⁴⁴ Nd	5.29(-02)	¹⁸⁰ Hf	5.35(-02)
⁷⁶ Ge	5.75(-02)	¹¹⁰ Cd	2.15(+00)	¹⁴⁵ Nd	5.28(-02)	¹⁸¹ Ta	5.33(-02)
⁷⁵ As	7.50(-01)	¹¹¹ Cd	6.97(-01)	¹⁴⁶ Nd	5.71(-02)	¹⁸² W	5.33(-02)
⁷⁶ Se	1.45(+00)	¹¹² Cd	1.63(+00)	¹⁴⁷ Sm	5.27(-02)	¹⁸³ W	5.28(-02)
⁷⁷ Se	9.74(-01)	¹¹³ Cd	1.92(-01)	¹⁴⁸ Sm	5.29(-02)	¹⁸⁴ W	5.32(-02)
⁷⁸ Se	9.37(-01)	¹¹⁴ Cd	1.51(+00)	¹⁴⁹ Sm	5.27(-02)	¹⁸⁵ Re	5.29(-02)
⁸⁰ Se	7.16(-01)	¹¹⁵ In	9.94(-02)	¹⁵⁰ Sm	6.36(-02)	¹⁸⁷ Re	5.28(-02)
⁷⁹ Br	3.19(-01)	¹¹⁶ Sn	1.11(+00)	¹⁵¹ Eu	5.27(-02)	¹⁸⁶ Os	5.33(-02)
⁸¹ Br	6.90(-01)	¹¹⁷ Sn	6.37(-01)	¹⁵³ Eu	5.31(-02)	¹⁸⁷ Os	5.28(-02)
⁸² Kr	1.29(+00)	¹¹⁸ Sn	1.07(+00)	¹⁵⁴ Gd	5.67(-02)	¹⁸⁸ Os	5.29(-02)
⁸³ Kr	6.70(-01)	¹¹⁹ Sn	3.37(-01)	¹⁵⁵ Gd	5.28(-02)	¹⁸⁹ Os	5.27(-02)
⁸⁴ Kr	5.60(-01)	¹²⁰ Sn	9.05(-01)	¹⁵⁶ Gd	5.35(-02)	¹⁹⁰ Os	5.28(-02)
⁸⁵ Rb	1.08(+00)	¹²¹ Sb	5.31(-01)	¹⁵⁷ Gd	5.28(-02)	¹⁹¹ Ir	5.28(-02)
⁸⁶ Sr	8.84(-01)	¹²³ Sb	1.29(-01)	¹⁵⁸ Gd	5.33(-02)	¹⁹³ Ir	5.27(-02)
⁸⁷ Sr	5.21(-01)	¹²² Te	1.32(+00)	¹⁵⁹ Tb	5.31(-02)	¹⁹² Pt	5.32(-02)
⁸⁸ Sr	1.45(+00)	¹²³ Te	1.09(+00)	¹⁶⁰ Dy	5.78(-02)	¹⁹⁴ Pt	5.28(-02)
⁸⁹ Y	1.23(+00)	¹²⁴ Te	1.25(+00)	¹⁶¹ Dy	5.28(-02)	¹⁹⁵ Pt	5.27(-02)
⁹⁰ Zr	2.04(+00)	¹²⁵ Te	1.70(-01)	¹⁶² Dy	5.34(-02)	¹⁹⁶ Pt	5.28(-02)
⁹¹ Zr	2.47(+00)	¹²⁶ Te	4.62(-01)	¹⁶³ Dy	5.28(-02)	¹⁹⁷ Au	5.28(-02)
⁹² Zr	3.15(+00)	¹²⁷ I	1.26(-01)	¹⁶⁴ Dy	5.32(-02)	¹⁹⁸ Hg	5.29(-02)
⁹⁴ Zr	2.17(+00)	¹²⁸ Xe	1.18(+00)	¹⁶⁵ Ho	5.30(-02)	¹⁹⁹ Hg	5.28(-02)
⁹³ Nb	7.79(-01)	¹²⁹ Xe	8.30(-02)	¹⁶⁶ Er	5.33(-02)	²⁰⁰ Hg	5.29(-02)
⁹⁵ Mo	2.08(+00)	¹³⁰ Xe	1.11(+00)	¹⁶⁷ Er	5.28(-02)	²⁰¹ Hg	5.27(-02)
⁹⁶ Mo	4.69(+00)	¹³¹ Xe	1.06(-01)	¹⁶⁸ Er	5.32(-02)	²⁰² Hg	5.28(-02)
⁹⁷ Mo	2.84(+00)	¹³² Xe	3.15(-01)	¹⁶⁹ Tm	5.31(-02)		
⁹⁸ Mo	4.00(+00)	¹³³ Cs	1.95(-01)	¹⁷⁰ Yb	5.73(-02)		

s-ядер, что после взрыва будет наблюдаться их перепроизводство. Это означает, что одновременное согласие расчетных распространенностей р- и s-ядер и их солнечных распространенностей трудно достижимо (особенно для Mo и Ru). Существует еще одна сложность. А именно, если мы увеличим каким-либо образом интенсивность s-процесса и получим в результате большие концентрации s-ядер молибдена и рутения к стадии предсверхновой, то мы неизбежно получим также и большие концентрации соседних s-ядер Pd, Cd и некоторых других и, как результат, будет наблюдаться сильное перепроизводство р-ядер этих элементов (это видно из рис. 5). Следовательно, по нашему мнению, простое увеличение скорости реакции ²²Ne

(α, n)²⁵Mg (или что эквивалентно: простое увеличение интенсивности s-процесса) не решает всех проблем в нуклеосинтезе р-изотопов.

Как показывает анализ, довольно трудно достичь одновременного сбалансированного выхода для всех р-, s-ядер и кислорода. Этот баланс может быть формально достигнут, если предположить, что $M_s \sim 1M_{\odot}$ и совпадает с областью синтеза р-ядер (в нашей модели это область: $M_3 \approx 2.36M_{\odot}$, $M_4 \approx 3.40M_{\odot}$, см. (14)). Однако, последнее условие маловероятно в нашей модели, основанной на предсверхновой из [11], так как из-за конвекции M_s должно быть по крайней мере порядка $3M_{\odot}$ (см. § 2 и 3). Кроме того, даже это условие все равно не ре-

шает проблему перепроизводства р-изотопов Pd, Cd и некоторых других.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены две модели взрывного синтеза р-ядер. В первой — начальные массовые доли зародышевых s-ядер на стадии предсверхновой имели порядок $\sim 104X_{\odot,s}$. В результате их конечный выход после взрыва точно соответствовал солнечным массовым долям. Эта модель показала, что значение $X_s \sim 104X_{\odot,s}$ является более чем достаточным для синтеза всех р-ядер за исключением молибдена и изотопа ^{115}Sn .

Вторая модель основана на искусственном s-процессе со специальными параметрами. Последние были подобраны так, чтобы пик значения фактора производства в s-процессе приходился в область с A от 90 до 110, которая соответствует элементам Mo и Ru, и одновременно обеспечивал бы неплохой конечный выход р-ядер вышеуказанных элементов. Эта модель показала, что выход р-ядер от Se до Ru совпадает с солнечным, однако выход некоторых s-ядер при этом превышает солнечный.

Показано, что существует принципиальная трудность в достижении согласованных результатов для р-, s-изотопов Mo и Ru при вспышке сверхновой II типа с “традиционными” реакциями (n, γ) , (p, γ) , (p, n) , (α, n) , (α, p) , (α, γ) и обратным им. В то же время другие проблематичные ядра (^{113}In и ^{115}Sn) могут синтезироваться в достаточном количестве, но только после стадии горения гелия в центре звезды, однако, они слабо синтезируются в р-процессе. Отметим также, что эти же изотопы не могут синтезироваться в достаточных количествах в классическом “слабом” s-процессе в массивных звездах (см. [17]), но это возможно в “сильном” s-процессе.

В итоге можно сделать вывод о труднодостижимости хороших согласованных результатов по распространенности одновременно всех р-ядер, если использовать “традиционные” реакции, причем этот результат не зависит от силы s-процесса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F. // Rev. Mod. Phys. — 1957. — V. 29. — P. 547—650.

2. Woosley S.E., Howard W.M. // Astrophys. J. Suppl. — 1978. — V. 36. — P. 285—304.

3. Rayet M., Prantzos N., Arnould M. // Astronomy and Astrophys. — 1990. — V. 227. — P. 271—281.

4. Rayet M., Arnould M., Hashimoto M., Prantzos N., Nomoto K. // Astronomy and Astrophys. — 1995. — V. 298. — P. 517—527.

5. Rauscher T., Heger A., Hoffman R.D., Woosley S.E. // Astrophys. J. — 2002. — V. 576. — P. 323—348.

6. Fujimoto S.I., Hashimoto M., Koike O., Arai K., Matsuba R. // Astrophys. J. — 2003. — V. 585. — P. 418—428.

7. Goriely S., Jose J., Hernanz M., Rayet M., Arnould M. // Astronomy and Astrophys. — 2002. — V. 383. — P. 27—30.

8. Adouze J., Truran J.W. // Astrophys. J. — 1975. — V. 202. — P. 204—213.

9. Домогацкий Г.В., Надежин Д.К. // Астроном. журн. — 1978. — Т. 55. — С. 516—528.

10. Woosley S.E., Hartmann D.H., Hoffman R.D., Haxton W. C. // Astrophys. J. — 1990. — V. 356. — P. 272—301.

11. <http://www.ucolick.org/~alex/stellarevolution/solar/s25.0.gz>

12. http://www.cococubed.com/code_pages/eos.shtml

13. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике / Л. И. Седов. — 10-е изд., доп. — М.: Наука, 1987. — 432 с.

14. Ландау Л.Д. Теоретическая физика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц: В 10 т. — 4-е изд. стереот. — М.: Наука, 1988. — Т. 6: Гидродинамика. — 733 с.

15. http://www.ucolick.org/alex/nucleosynthesis/presn_comp.shtml

16. Woosley S.E., Heger A., Weaver T.A. // Rev. Mod. Phys. — 2002. — V. 74. — P. 1015—1071.

17. Costa V., Rayet M., Zappala R.A., Arnould M. // Astronomy and Astrophys. — 2000. — V. 358. — P. 67—70.

18. Rayet M., Costa V., Arnould M. // Nuclear Physics A. — 2001. — V. 688. — P. 74—81.

19. Anders E., Grevesse N. // Geochim. Cosmochim. Acta. — 1989. — V. 53. — P. 197—214.

20. Rauscher T., Thielemann F.-K. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. — 2000. — V. 75. — P. 1—351.

21. Caughlan G.R., Fowler W.A. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. — 1988. — V. 40. — P. 283—334.

22. Хайпер Э. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Жесткие и дифференциально-алгебраические задачи / Э. Хайпер, Г. Ваннер. — М.: Мир, 1999. — 685 с.