

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ НЕРАВНОВЕСНОГО ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА В ОБОЛОЧКАХ ОДИНОЧНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

© 2022 г. А. Ю. Игнатовский^{1, 2, 3, 4, *}, Г. С. Бисноватый-Коган^{1, 2, 5}

¹ Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт, Москва, Россия

³ НИЦ “Курчатовский институт” – Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия

⁴ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

⁵ Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

*E-mail: Lirts@phystech.edu

Поступила в редакцию 03.09.2021 г.

После доработки 21.11.2021 г.

Принята к публикации 26.11.2021 г.

Рассмотрен процесс образования неравновесного химического состава при охлаждении за счет нейтринных потерь энергии оболочек горячих сформировавшихся нейтронных звезд. Построена модель, объясняющая наличие большого запаса ядерной энергии, который может поддерживать рентгеновскую светимость таких компактных объектов на протяжении десятков тысяч лет, а также возникновение транзиентов. Проведено изучение зависимости численно полученного итогового химического состава от различных параметров модели.

Ключевые слова: ядерная астрофизика, ядерное статистическое равновесие, неравновесный химический состав

DOI: 10.31857/S0004629922030033

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтронные звезды являются результатом гравитационного коллапса в конце эволюции массивных звезд. Плотности нейтронных звезд порядка плотности атомного ядра, 2×10^{14} г см⁻³ во внутренних частях, и 10^9 г см⁻³ на границе внешней оболочки. Молодые сформировавшиеся нейтронные звезды с температурой $T_9 > 10$ (здесь и в дальнейшем $T_9 = T/10^9$ К) быстро охлаждаются за счет нейтринных потерь энергии в первые секунды жизни.

Результаты эволюции химического состава в различных системах предоставляют интерес для всей астрофизики. Хорошо известен ответ для медленной эволюции звезд, когда в результате различных ядерных реакций образуются элементы группы железа, имеющие наибольшую энергию связи на нуклон $\Delta E_{56\text{Fe}} \approx 8.55$ МэВ, и вплоть до более тяжелых элементов типа платины и свинца. Процессы нуклеосинтеза были классифицированы в работе [1], где было установлено, что элементы тяжелее железа образовались в так называемых s- и r-процессах (процессы медленного и быстрого захвата нейтронов ядрами соот-

ветственно) с последующими за ними бета-распадами [2, 3]. Для s-процесса выполняется соотношение между вероятностями захвата нейтрона и электрона в виде $\lambda_{n\gamma} \ll \lambda_{\beta}$, и его путь пролегает вдоль стабильных изотопов. Для r-процесса имеет место противоположное неравенство $\lambda_{n\gamma} \gg \lambda_{\beta}$ [4–6], и его путь находится в стороне от долины стабильности химических элементов.

Экспериментальные ядерные данные о сильно нейтроноизбыточных ядрах отсутствуют. Для производства ядер самых тяжелых, трансуранных элементов в r-процессе необходимо до 150 свободных нейтронов на одно зародышевое ядро с массовым числом $A = 50$ –100. Астрофизическими объектами, связанными с возможным нуклеосинтезом r-элементов, являются нейтронные звезды. Впервые образование тяжелых элементов в сгустке нейтронов было рассмотрено в работе [7]. Условия для протекания подобных r-процессов реализуются при эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд разных масс [8], при слиянии нейтронных звезд [9], в горячем ветре с поверхности нейтронных звезд [10]. Отметим, что сильные магнитные поля изменяют свойства и структуру ядер [11], что, в свою оче-

редь, влияет на сечения ядерных реакций, например, захват нейтронов (n, γ) [12]. Столь сильные магнитные поля могут присутствовать при вспышках сверхновых или слиянии нейтронных звезд.

Целью текущей работы является проведение численных расчетов эволюции химического состава быстро охлаждающейся из-за нейтринных потерь энергии оболочки горячей сформировавшейся нейтронной звезды. Впервые эта задача была сформулирована и обсуждена в работе [13]. Расчеты для релаксации ядерного состава при некоторых постоянных значениях температуры и плотности были сделаны ранее в работах [14, 15], результаты которых качественно согласуются друг с другом. Термодинамические свойства вещества при плотностях $\rho = 10^5 - 10^{10}$ г см $^{-3}$ и температурах $T_9 = 1 - 20$ были изучены в работе [16].

2. СХЕМА ОБРАЗОВАНИЯ НЕРАВНОВЕСНОГО СЛОЯ

Ключевую роль в образовании неравновесного слоя [17] играет постепенное и неодновременное закрытие различных каналов ядерных реакций по мере остывания: сначала исчезают слияния тяжелых заряженных ядер и присоединения протонов (вероятность туннелирования кулоновского барьера падает с уменьшением температуры [18]), затем реакции фотоотщепления протонов и нейтронов от ядер.

Изначально вещество находится при высокой температуре и плотности: ядра, протоны и нейтроны являются невырожденными, $kT > \epsilon_{fe}$ (ϵ_{fe} – энергия Ферми), и нерелятивистскими, $p_{fe} < m_p c$, и описываются бальцмановским газом. При таких условиях вещество находится в равновесии по реакциям сильного взаимодействия [19, 20]:

$$\mu(A, Z) + \mu_i = \mu(A', Z'), \quad (1)$$

где $i = n, p$. Используя выражение для химического потенциала μ бальцмановского газа, можно получить формулу Саха [21], определяющую концентрацию каждого ядра в системе как функцию концентраций свободных нейтронов и протонов в виде:

$$n(A, Z) = g(A, Z) \frac{n_p^Z n_n^{A-Z}}{2^A} A^{3/2} \times \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_i kT} \right)^{3(A-1)/2} \exp\left\{ \frac{Q(A, Z)}{kT} \right\}, \quad (2)$$

здесь $Q(A, Z) = c^2 [Zm_p + (A - Z)m_n - m(A, Z)]$ – энергия связи ядра. Электроны являются релятивистскими $p_{fe} \gg m_e c$ [22] и вырожденными $kT < \epsilon_{fe}$, степень их вырождения растет по мере

охлаждения $kT \ll \epsilon_{fe}$. Охлаждение происходит в основном за счет нейтринных потерь энергии в ходе реакций:

$$\begin{cases} (A, Z) + e^\pm \rightarrow (A, Z \pm 1) + \nu^\pm, \\ (A, Z \pm 1) \rightarrow (A, Z) + e^\pm + \bar{\nu}^\pm, \end{cases} \quad (3)$$

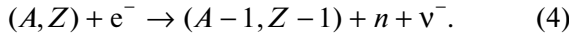
здесь ν^\pm – антинейтрино и нейтрино. При $kT \geq m_e c^2$, что соответствует температурам $T_9 \geq 6$, в равновесии присутствуют позитроны. Условие для равновесия реакции аннигиляции пары $e^- + e^+ \leftrightarrow 2\gamma$, при $\mu_\gamma = 0$ приводит к соотношению $\mu_{e^-} + \mu_{e^+} = 0$.

В результате падения температуры реакции с протонами заморозятся, позитроны исчезнут. При относительно низких температурах останутся только бета-реакции с участием электронов, захваты и фотоотщепления нейтронов. Стабильные ядра быстро захватывают свободные нейтроны ($\tau_{n\gamma} \ll \tau_{\gamma n}$ и $\tau_{n\gamma} \ll \tau_\beta$, τ – характерное время реакции), отходя в сторону от долины стабильности в область значений малых энергий связи нейтронов в ядре, где прямые реакции захвата нейтронов уравниваются обратными реакциями фотоотщепления нейтронов ($\tau_{n\gamma} \sim \tau_{\gamma n}$). В итоге ядра перейдут в область с большими атомными массовыми числами A_j для каждой изотопической цепи Z_j . Электроны вырождаются и заполняют сферу Ферми, принцип запрета Паули ограничит часть бета-реакций: ядро сможет либо распадаться при $Q_\beta = c^2 [m(A, Z - 1) - m(A, Z) - m_e] > \epsilon_{fe}$, либо захватывать электроны при $\epsilon_{fe} > Q_\beta = \epsilon_{\beta i}$ – пороговая энергия Ферми для захвата электрона. В результате перечисленных процессов ядра аккумулируются в неравновесном слое, ограниченном по Z и A [13].

Помимо формирования ядерного состава, далекого от равновесного [23, 24], неравновесность заключается также в большом избытке свободных нейтронов. Они не могут ни распасться ($\epsilon_{fe} > Q_{\beta n} = 0.78$ МэВ), ни присоединиться к нейтроноизбыточным ядрам с малой энергией связи нейтронов. В итоге состояние вещества не достигает полного минимума энергии. С уменьшением температуры число допустимых сортов ядер уменьшается [13].

Оценим по порядку величины диапазон плотностей, в котором может образовываться неравновесный слой. Для оценки сверху рассмотрим поведение вещества при низких температурах в процессе увеличения плотности. Для пороговой энергии захвата электрона приближенно имеем $\epsilon_{\beta i} \approx Q_p(A, Z) - Q_n(A, Z - 1)$, здесь Q_i – энергия связи частицы i в ядре. С повышением плотности

энергия Ферми $\epsilon_{fe} \approx \hbar c(3\pi n_e)^{1/3}$ в веществе растет, и по достижении $\epsilon_{fe} = \epsilon_{\beta i}$ ядра захватывают электроны, уменьшая свой заряд Z до тех пор, пока не достигнут границы существования ядер $Q_n = 0$, на которой $\epsilon_{\beta i} = Q_p - Q_n = Q_{p0}$. Граница существования ядер изображена на рис. 1, построенном на основе капельной модели масс [25] (см. раздел 3). В момент достижения ядром $Q_n = 0$ последующие электронные захваты будут приводить к отщеплению нейтронов [13]:



Описанный процесс будет повторяться, пока ядро не достигнет максимума $\epsilon_{\beta \max} = Q_{p0}^{(\max)} \approx 32$ МэВ, что соответствует углероду ^{22}C . На рис. 2 изображены энергии связи протонов в ядрах, лежащих на границе испарения нейтронов $Q_n = 0$. Энергии связи протонов в используемой модели масс рассчитываются как:

$$Q_p(A, Z) = Q(A, Z) - Q(A - 1, Z - 1) - |Q_n(A - 1, Z - 1)| \quad (5)$$

Здесь учитывается поправка на отрицательную энергию связи нейтрона $Q_n(A - 1, Z - 1) < 0$ образовавшегося ядра. При дальнейшем сжатии вещества бета-реакции начинают идти неравновесно, $\epsilon_{fe} > Q_{p0}^{(\max)}$, что может привести к нагреву до температуры $T_9 \sim 5$, при которой реализуется ядерное равновесие. Максимальная плотность, при

которой вещество состоит из ядер на границе их существования $Q_n = 0$:

$$\begin{aligned} \rho_{\max} &= \mu_z \times 10^6 \left(\frac{\epsilon_{fe}}{m_e c^2} \right)^3 = \\ &= \mu_z \times 10^6 \left(\frac{Q_{p0}^{(\max)}}{m_e c^2} \right)^3 \sim 10^{12} \text{ г см}^{-3}, \end{aligned} \quad (6)$$

здесь $\mu_z \geq 4$ – число барионов на один электрон. В работе [26] показано, что при учете пикноядерных реакций слияния ядер с испарением нейтронов, верхняя граница неравновесного слоя может достигать $\rho_{\max, p} \sim 5 \times 10^{13} \text{ г см}^{-3}$.

Для оценки снизу поступим следующим образом [13]. При $Z > 10$ энергию связи протона Q_{p0} на границе $Q_n = 0$ можно аппроксимировать линейной функцией [27]:

$$Q_{p0} = 29 - \frac{Z}{8} \text{ МэВ.} \quad (7)$$

На границе существования ядер $Q_n = 0$ выполняется $A \approx 3.4Z$, найдем примерную зависимость химического состава от плотности:

$$Z = 8[29 - 0.511(10^{-6} \rho / \mu_z)^{1/3}]. \quad (8)$$

Отсюда видно, что при уменьшении плотности (A, Z) растет. При высоких (A, Z) ядра становятся неустойчивыми относительно деления и альфа-распада. В результате спонтанного деления непрерывно увеличивается суммарное количество ядер до тех пор, пока все нейтроны не будут по-

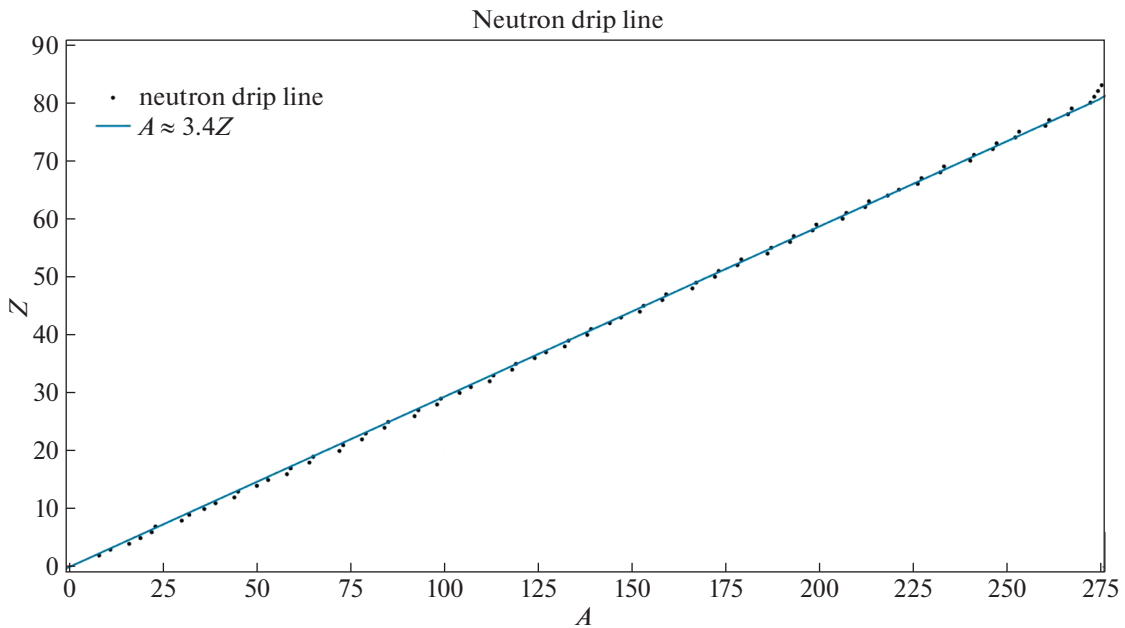


Рис. 1. Граница существования ядер на основе капельной модели масс [25] для $Z \in [0; 83]$.

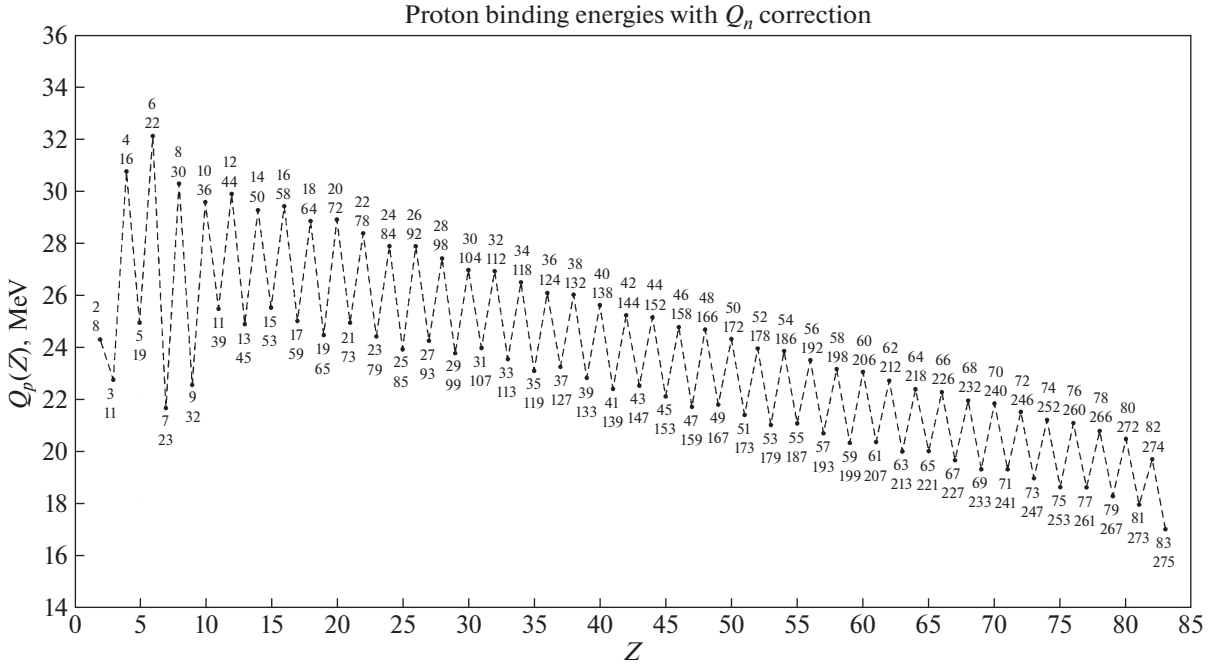


Рис. 2. Энергии связи протонов в ядрах на границе $Q_n = 0$ для $Z \in [0; 83]$, из модели [25]. Числами подписаны зарядовое атомное число Z сверху и массовое атомное число A снизу.

глощены ими. Согласно [27] для ядер на границе $Q_n = 0$ оценка периода полураспада:

$$\log T_{1/2} = 157 - 0.93Z. \quad (9)$$

Получаем, что при $Z > 153$ период полураспада больше 10^7 лет. Используя для $Z = 153$ выражение (7) получим, что $Q_{p0}^{(\min)} \approx 8$ МэВ. Тогда аналогично (6):

$$\rho_{\min} = \mu_z \times 10^6 \left(\frac{Q_{p0}^{(\min)}}{m_e c^2} \right)^3 \sim 10^{10} \text{ г см}^{-3}. \quad (10)$$

В настоящей работе рассматриваются плотности $\rho = 10^{11}$ и $\rho = 10^{13}$ г см $^{-3}$.

3. СВОЙСТВА ЯДЕР

В качестве модели масс используется капельная модель [25], на основе которой получены граница существования ядер (рис. 1) и энергии связи протона на этой границе (рис. 2). В рамках этой модели энергия связи ядра описывается как:

$$\begin{aligned} \Delta E(A, Z) = & Z(m_p - m_n)c^2 + a_3 A^{1/3} B_k + \\ & + (A - Z)(m_n - m_p)c^2 + a_0 A^0 + c_1 \frac{Z^2}{A^{1/3}} B_3 + \\ & + \left(-a_1 + J\bar{\delta}^2 - \frac{1}{2} K\bar{\epsilon}^2 \right) A - c_2 Z^2 A^{1/3} B_r + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \left(a_2 B_1 + \frac{9J^2}{4Q} \bar{\delta}^2 \frac{B_s^2}{B_1} \right) A^{2/3} - c_4 \frac{Z^{4/3}}{A^{1/3}} + \\ & + W \left(|I| + \begin{cases} 1/A, & Z = N \text{ и нечетные} \\ 0, & \text{иначе} \end{cases} \right) - \quad (11) \\ & - c_5 Z^2 \frac{B_W B_s}{B_1} - c_a (N - Z) + f_0 \frac{Z^2}{A} - a_{el} Z^{2.39} + \\ & + \begin{cases} +\bar{\Delta}_p + \bar{\Delta}_n - \delta_{np}, & Z \text{ и } N \text{ нечетные,} \\ +\bar{\Delta}_p, & Z \text{ нечетный и } N \text{ четный,} \\ +\bar{\Delta}_n, & Z \text{ четный и } N \text{ нечетный,} \\ +0, & Z \text{ и } N \text{ четный.} \end{cases} \end{aligned}$$

Здесь $m_u = 1.660539 \times 10^{-24}$ г – атомная единица массы; B_i – функции, учитывающие конечную дальность действия ядерных сил, форму ядра, относительную кулоновскую энергию, энергию кривизны, поверхностную и объемную энергии; $I = (A - 2Z)/A$ – относительный нейтронный избыток; $a_i, c_i, J, Q, L, C, \gamma, W, h, r_{\max}, f_0$ – константы; $\bar{\Delta}_n, \bar{\Delta}_p, \bar{\epsilon}, \bar{\delta}$ и δ_{np} – функции, учитывающие четно-нечетные свойства ядер. Подробнее см. [25].

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для моделирования охлаждения горячей материи была разработана программа на языке For-

tran. Использовался явный метод Рунге–Кутты 4 порядка точности с автоматическим выбором шага. Для численного счета удобно сделать безразмерными входящие в вычисления выражения. Переходя к приведенным концентрациям, изменение каждого изотопа за счет ядерных и бета-реакций запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dY(A, Z)}{dt} = & -\lambda_{\beta-}(A, Z)Y(A, Z) + \\ & + \lambda_{\beta-}(A, Z-1)Y(A, Z-1) - \lambda_{\beta+}(A, Z)Y(A, Z) + \\ & + \lambda_{\beta+}(A, Z+1)Y(A, Z+1) - \lambda_{\text{cap}\beta-}(A, Z)Y(A, Z) + \\ & + \lambda_{\text{cap}\beta-}(A, Z+1)Y(A, Z+1) - \\ & - \lambda_{\text{cap}\beta+}(A, Z)Y(A, Z) + \\ & + \lambda_{\text{cap}\beta+}(A, Z-1)Y(A, Z-1) - \lambda_{n\gamma}(A, Z)Y(A, Z) + \\ & + \lambda_{n\gamma}(A-1, Z)Y(A-1, Z) - \lambda_{p\gamma}(A, Z)Y(A, Z) + \\ & + \lambda_{p\gamma}(A+1, Z)Y(A+1, Z) - \lambda_{p\gamma}(A, Z)Y(A, Z) + \\ & + \lambda_{p\gamma}(A-1, Z-1)Y(A-1, Z-1) - \\ & - \lambda_{p\gamma}(A, Z)Y(A, Z) + \lambda_{p\gamma}(A+1, Z+1)Y(A+1, Z+1). \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь введена приведенная концентрация $Y_i = n_i/(\rho N_A)$, N_A – постоянная Авогадро, а скорости $\lambda_{j\gamma}$ двухчастичных реакций $i^\eta(j, \gamma)m^\nu$, где $j = n, p$, а η и ν учитывают состояние исходных и итоговых ядер i и m соответственно, записываются в виде $\lambda_{j\gamma}(A, Z) = Y_j \rho N_A \langle \sigma_i \nu \rangle$; σ – сечение реакции, ν – относительная скорость взаимодействующих частиц.

Все изотопы, для которых есть ядерные данные, в диапазоне $Z \in [0; 83]$ изначально включены в систему и распределены в соответствии с (2) при заданных начальных ρ , T_0 и отношении общего количества протонов к нейтронам:

$$R = \frac{n_p + \sum Zn(A, Z)}{n_n + \sum (A-Z)n(A, Z)}. \quad (13)$$

В современной литературе обычно используют параметр Y_e – количество электронов на барион, который связан с R как $Y_e = R/(R+1)$.

На каждом временном шаге при изменении температуры $T_0(t)$ и постоянной плотности ρ вычисляется новый химический потенциал электронов μ_{e^-} , равный по модулю и противоположный по знаку химическому потенциалу позитронов, и находятся новые концентрации

электронов и позитронов. Для этого методом Ньютона численно решается система уравнений

$$\begin{cases} n_{e^\pm} = \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{kT}{c\hbar} \right)^3 \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{1 + \exp(\sqrt{x^2 + \alpha^2} - \beta_\pm)}, \\ n_{e^-} = n_{e^+} + \sum_{A, Z} n(A, Z) \cdot Z, \end{cases} \quad (14)$$

относительно неявно заданных неизвестных $\beta_\pm = \mu_{e^\pm}/kT$ и n_\pm ; $\alpha = m_e c^2/kT$; $x = cp/kT$. В случае, когда электронный газ сильно вырожден, а позитроны отсутствуют (случай низких температур), используются следующие соотношения [18]:

$$\begin{cases} n_{e^-} = \sum_{A, Z} n(A, Z)Z, \\ \mu_{e^-} \approx \varepsilon_{fe} \left[1 - \frac{1}{3} \left(\frac{\pi kT}{\varepsilon_{fe}} \right)^2 \right]. \end{cases} \quad (15)$$

Зная химические потенциалы электронов и позитронов, вычисляем скорости бета-реакций W и нейтринные потери энергии на ядро Θ в реакциях (3) (см. [28]):

$$\begin{aligned} W^{(a)} &= \frac{g_{z'}}{g_z} \cdot \frac{\ln 2}{Ft_{1/2}} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^5 I_2, \\ W^{(b)} &= \frac{\ln 2}{Ft_{1/2}} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^5 I_2', \\ \Theta^{(a)} &= \frac{g_{z'}}{g_z} \cdot \frac{\ln 2}{Ft_{1/2}} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^6 m_e c^2 I_3, \\ \Theta^{(b)} &= \frac{\ln 2}{Ft_{1/2}} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^6 m_e c^2 I_3', \end{aligned} \quad (16)$$

где интегралы I_k и I_k' определяются как:

$$\begin{aligned} I_k &= \int_0^\infty \frac{x^k (x+x_0) \sqrt{(x+x_0)^2 - \alpha^2}}{1 + \exp(x+x_0 - \beta_\pm)} dx, \\ I_k' &= \int_0^{x_0-\alpha} \frac{(x_0-\alpha-x)^k (x+\alpha) \sqrt{x^2 + 2\alpha x}}{1 + \exp(\beta_\pm - x - \alpha)} dx, \end{aligned} \quad (17)$$

здесь $x_0 = c^2[m(A, Z) - m(A, Z')]/kT$, а g_i – статистические веса. Константы $Ft_{1/2}$ определяются периодами полураспада, измеренными экспериментально. Значения $Ft_{1/2}$ отличаются для различных переходов на возбужденные состояния одних и тех же ядер. Все интегральные выражения в этой работе вычисляются с помощью метода Гаусса и аналогичных ему, используя от 5 до 11 точек с соответствующими весами [29, 30]. В случае сильного вырождения при низких тем-

пературах интегральные выражения (16) обращаются в [28]:

$$\begin{aligned}
 W^{(a)} &= \frac{g_z' \ln 2}{g_z F t_{1/2}} \int_{\delta}^{u_{fe}} u \sqrt{u^2 - 1} (u - \delta)^2 du, \\
 W^{(b)} &= \frac{\ln 2}{F t_{1/2} u_{fe}} \int_{\delta}^{\delta} u \sqrt{u^2 - 1} (\delta - u)^2 du, \\
 \Theta^{(a)} &= \frac{g_z' \ln 2}{g_z F t_{1/2}} m_e c^2 \int_{\delta}^{u_{fe}} u \sqrt{u^2 - 1} (u - \delta)^3 du, \\
 \Theta^{(b)} &= \frac{\ln 2}{F t_{1/2}} m_e c^2 \int_{u_{fe}}^{\delta} u \sqrt{u^2 - 1} (\delta - u)^3 du,
 \end{aligned} \tag{18}$$

которые вычисляются аналитически [28, 31].

Приближенное уравнение для охлаждения неравновесного слоя использовалось в виде:

$$\frac{3}{2} k \frac{dT}{dt} \sum_{(A,Z)} n(A, Z) = \sum_{(A,Z)} \Theta(A, Z) n(A, Z). \tag{19}$$

Здесь учтены только объемные потери энергии неравновесного слоя за счет нейтринного излучения. При учете нагрева вещества за счет неравновесных бета-процессов можно получить самосогласованный сценарий, в котором скорости нейтринных потерь компенсируются неравновесным нагревом. Точный учет неравновесного нагрева вещества в данной работе не рассматривается. Считается, что неравновесный нагрев компенсирует нейтринные потери энергии при температуре $T_9 = 0.1$, и в дальнейшем вещество не охлаждается.

На временном шаге при постоянной плотности ρ за счет бета-реакций изменяются температура $T_9(t)$ и отношение общего числа протонов к нейтронам $R(t)$. При новой паре T и R , в условиях выполнения термодинамического равновесия для ядер (2) решаются совместно неявные уравнения (2) и (14), например, методом касательных Ньютона, после временного шага находятся новые значения $\beta_{\pm} = \mu_{\pm}/kT$ и n_{\pm} , и новый ядерный состав. При падении температуры до значений $T_9 \sim 3 - 5$ и ниже равновесие по распределению ядер (2) нарушается из-за кулоновского барьера и происходит переход от равновесия по нейтронам и протонам (2) к равновесию только по нейтронам. Аналогично выражению Саха (2) находятся выражения для изотопической цепи с фиксированным Z , устанавливающие отношения для со-

седних по A элементов как функцию свободных нейтронов:

$$\begin{aligned}
 \frac{n(A, Z)}{n(A + k, Z)} &= \left(\frac{A}{A + k} \right)^{3/2} \left(\frac{2}{n_n} \right)^k \times \\
 &\times \left(\frac{m_n k T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3k/2} \frac{g(A, Z)}{g(A + k, Z)} \times \\
 &\times \exp \left(\frac{Q(A, Z) - Q(A + k, Z)}{kT} \right).
 \end{aligned} \tag{20}$$

Критерием для прекращения счета является выход концентраций элементов и большинства параметров на постоянные значения. Для рассматриваемой задачи это происходит при $t \sim 2 \times 10^2$ с.

В выбранных условиях основной вклад в давление дают вырожденные электроны. Оценим давление, согласно [32], в виде:

$$P \approx 1.2 \times 10^{15} \left(\frac{\rho}{\mu_z} \right)^{4/3} \text{ бар}. \tag{21}$$

Разность давлений на границах неравновесного слоя между плотностями ρ_{\max} и ρ_{\min} составляет:

$$\Delta P = P_{\max} - P_{\min} \sim 10^{31} \text{ бар}. \tag{22}$$

Оценка массы неравновесного слоя M_{shell} в коре оболочки нейтронной звезды массы M_{NS} находится из уравнения равновесия оболочки, что в приближении плоского слоя дает значение массы в виде [13]:

$$M_{\text{shell}} = \frac{4\pi R^4}{GM_{NS}} \Delta P \approx 0.1 \Delta P \sim 10^{30} \text{ г}. \tag{23}$$

Для оценки ядерной энергии, запасенной в неравновесном слое, относительно равновесного ядерного состава, предположим, что при переходе к равновесию выделяется $\Delta E \sim 7 \times 10^{-3} m_n c^2$ энергии на один нуклон [13]. Тогда для суммарной запасенной энергии получаем:

$$E \sim \frac{M_{\text{shell}}}{m_n} \Delta E \sim 10^{48} \text{ эрг}. \tag{24}$$

Наличие столь больших запасов ядерной энергии в неравновесном слое достаточно для поддержания светимости на уровне $L = 10^{36-37}$ эрг/с на протяжении десятков тысяч лет, а также может привести к мощным ядерным взрывам, сопровождающим звездотрясения на нейтронных звездах (см. [33–35]). При учете пикноядерных реакций, увеличивающих примерно на порядок плотность верхней границы неравновесного слоя [26], а также у нейтронных звезд меньшей массы с более толстым неравновесным слоем [35], запас ядерной энергии в неравновесном слое вырастает более чем на порядок величины.

В результате различных процессов активности нейтронной звезды, типа звездотрясений, вещество неравновесного слоя может быть выброшено наружу во внешние слои. В условиях малой плотности электронное вырождение снимается и принцип Паули не ограничивает бета-реакции, за время протекания которых взрывным образом может выделяться запасенная ядерная энергия. Триггером такого взрыва может быть рассмотренная в [36] цепочка ядерных реакций в выброшенной части вещества сверхтяжелых ядер, приводящая к ядерному делению и взрыву.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим результаты численного счета эволюции химического состава. Начальная температура всех диапазонов равна $T_9 = 10$. Для каждого значения плотности $\log \rho = 11, 13$ выбираются несколько значений параметра R . На графиках с начальными и конечными распределениями изотопов нанесены только наиболее распространенные элементы с массовыми долями $x_j > 10^{-4}$. Рисунки 3 и 4 показывают различные траектории параметра R при плотностях $\log \rho = 11$ и 13 соответственно.

Рисунки 5 и 6 показывают траектории энергии Ферми ϵ_{fe} при различных значениях параметра R и плотности ρ . На рис. 7–12 и 13–18 отображены начальные и итоговые составы слоя оболочки при плотностях $\log \rho = 11$ и 13 соответственно для различных начальных значений параметра R_0 .

В качестве начальных зародышевых ядер выбраны всевозможные изотопы $Z \in [0; 83]$, находящиеся в описываемом формулой Саха (2) равновесии. В ходе вычислений плотность не изменяется. Подписи рядом с маркерами на рисунках нумеруют атомные массовые числа A изотопов.

В результате вычислений был получен неравновесный состав вещества заданной плотности, образующийся при остывании слоя. Наиболее распространенные итоговые ядра имеют $A \geq 3Z$ и лежат вблизи границы существования ядер с малыми энергиями связи нейтронов $Q_n \approx 0$, причем $Q_\beta \approx \epsilon_{fe}$. С уменьшением температуры количество результирующих сортов ядер сокращается. Конечный состав вещества зависит от относительного числа нейтронов в начальном составе.

В случае низкой плотности, $\log \rho = 11$, образуются тяжелые ядра. Начальные энергии Ферми ϵ_{fe} (рис. 5) меньше энергий бета-распадов ядер на границе испарения нейтронов. С уменьшением температуры ядра захватывают нейтроны и, переходя на границу $Q_n \approx 0$, претерпевают бета-распад при $Q_\beta(A, Z) > \epsilon_{fe}$, увеличивая свои зарядовые атомные числа Z . Получившиеся в результате распадов ядра также поглощают нейтроны, переходя на границу существования ядер и распадаясь. Значение параметра R растет, энергия Ферми увеличивается (рис. 3, 5) до тех пор, пока не сравняется с $Q_\beta(A, Z)$ и распады не прекратятся. Итоговый состав главный образом зависит от начального параметра R_0 , который определяет отноше-

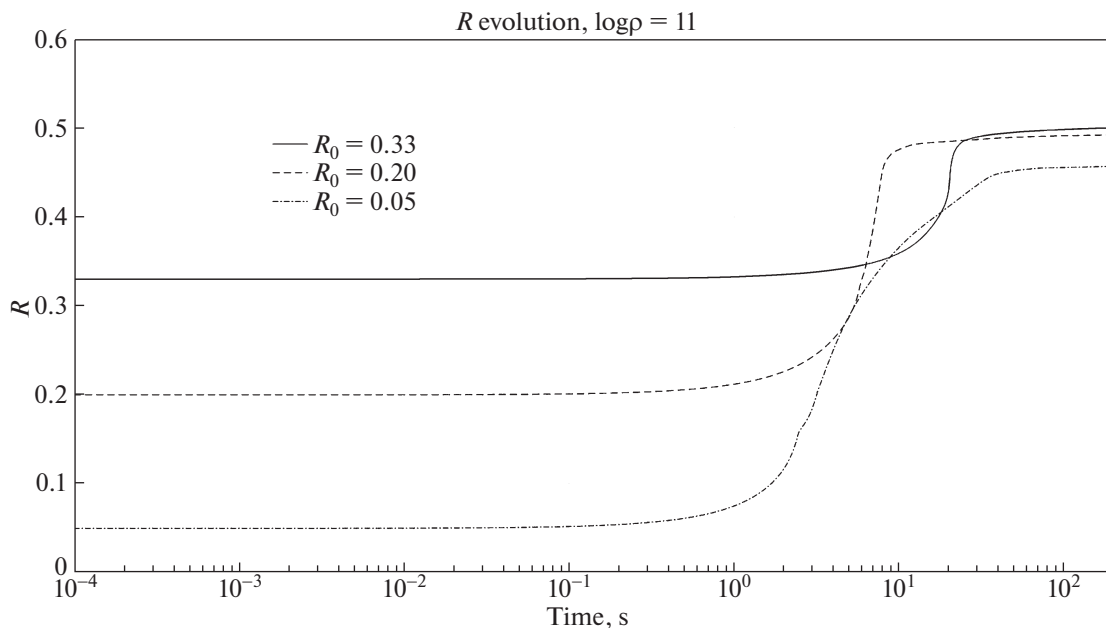


Рис. 3. Эволюция различных параметров R во времени при плотности $\log \rho = 11$ в процессе охлаждения.

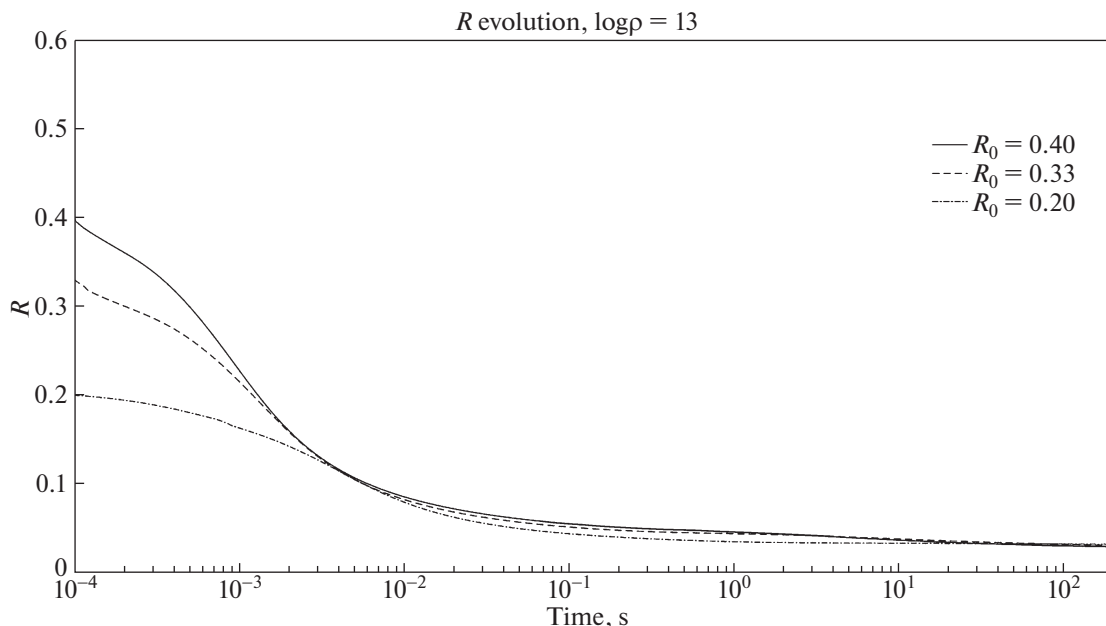


Рис. 4. Эволюция различных параметров R во времени при плотности $\log \rho = 13$ в процессе охлаждения.

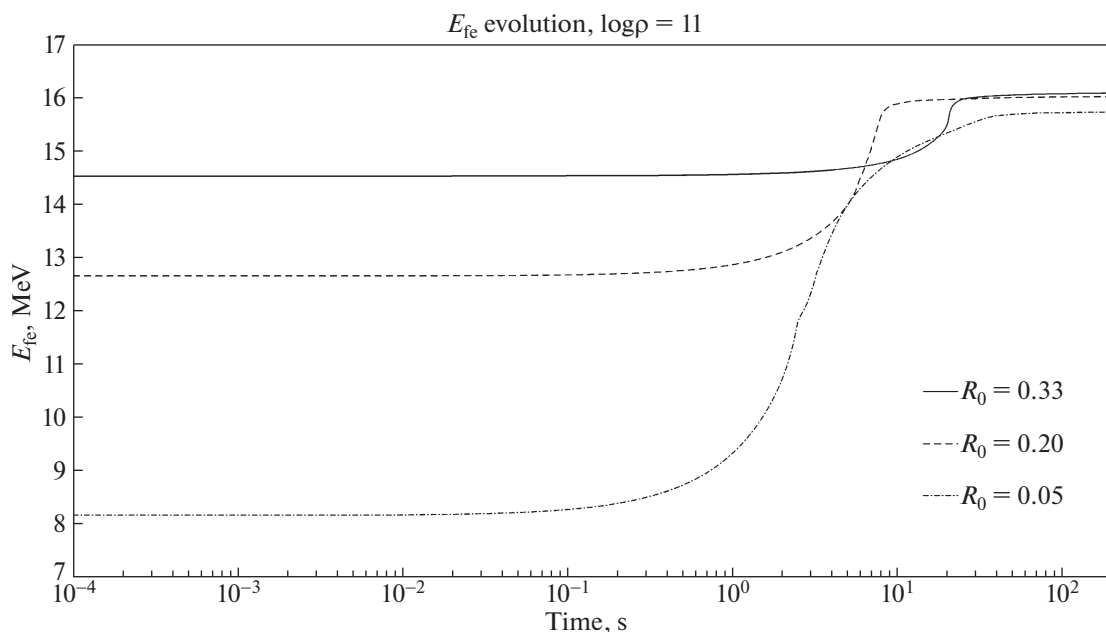


Рис. 5. Эволюция энергий Ферми ϵ_{fe} , соответствующих различным начальным значениям параметра R во времени при плотности $\log \rho = 11$ в процессе охлаждения.

ния количества ядер к свободным нейтронам на момент перехода от равновесия по нейтронам и протонам к частичному равновесию только по нейтронам, когда общее количество ядер перестает меняться. Чем меньше R_0 (случай $R_0 = 0.05$, рис. 7 и 8), тем тяжелее ядра образуются, $A > 230$.

Конечные составы для $R_0 = 0.20, 0.33$ (рис. 10 и 12) не находятся на границе существования ядер $A \approx 3Z$, что соответствует $R \approx 0.5$ (рис. 3). Это связано с недостаточным количеством свободных нейтронов, оставшихся после стадии равновесия по нейтронам и протонам. Чем меньше концен-

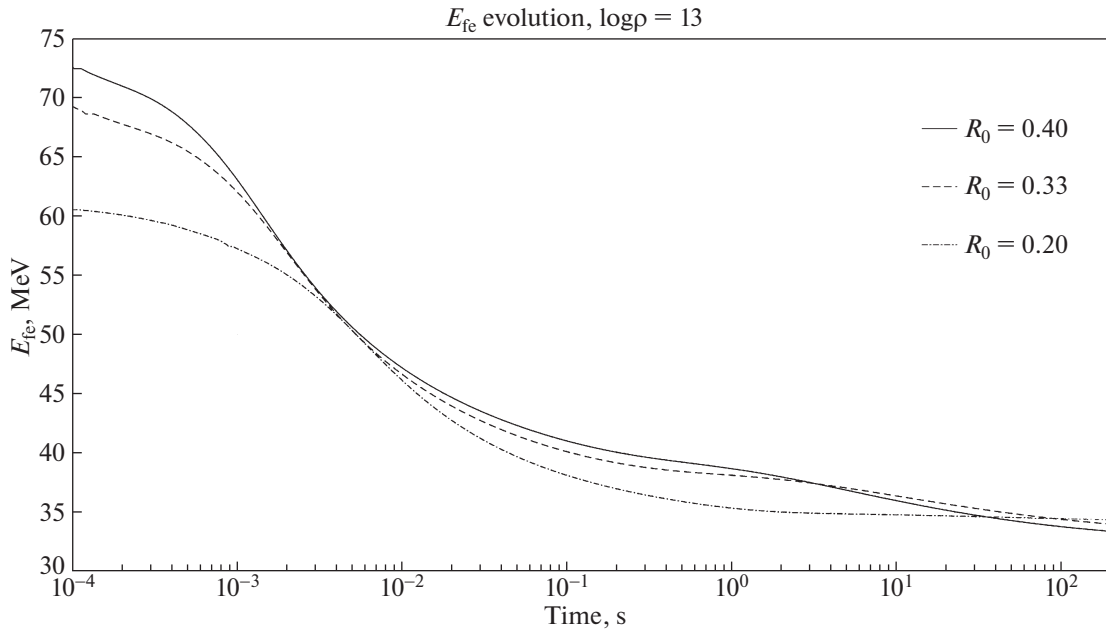


Рис. 6. Эволюция энергий Ферми ϵ_{fe} , соответствующих различным начальным значениям параметра R во времени при плотности $\log \rho = 13$ в процессе охлаждения.

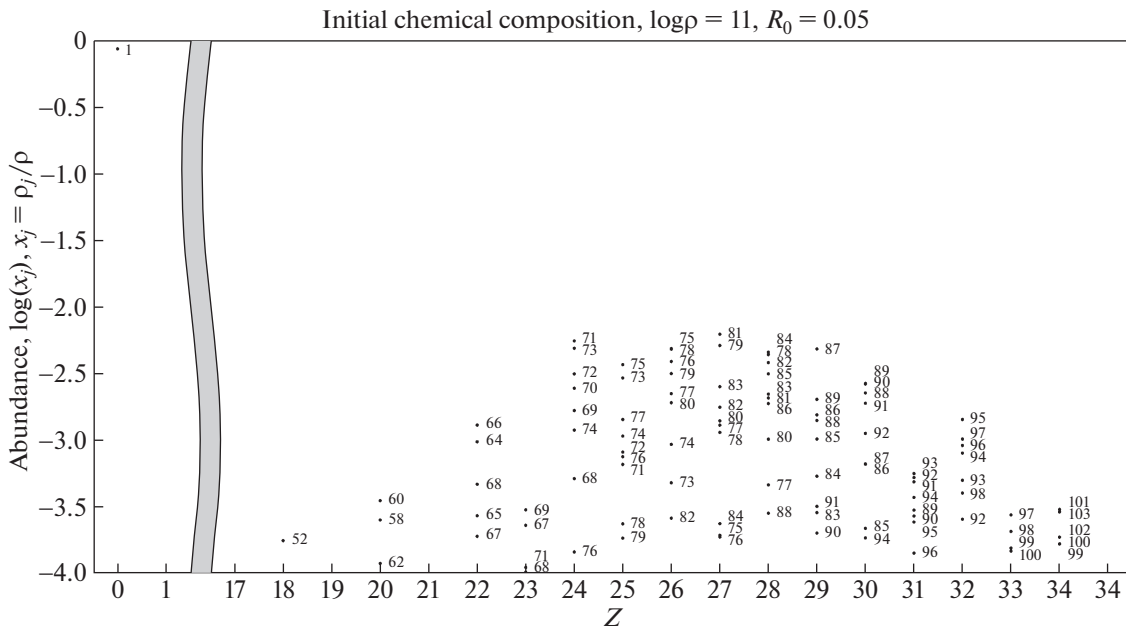


Рис. 7. Начальный химический состав при $\log \rho = 11$, $T_9 = 10$ и $R_0 = 0.05$. Каждый изотоп пронумерован атомным массовым числом A .

трация свободных нейтронов n_n , тем меньше ядер вблизи границы испарения нейтронов образуется согласно (20).

При высокой плотности, $\log \rho = 13$, напротив, образуются легкие элементы. Начальная энергия

Ферми $\epsilon_{fe} > Q_\beta^{(max)}$, и в вырожденном веществе ядер доступны только захваты электронов, в результате чего ядра уменьшают свое зарядовое атомное число Z , переходя на границу существования ядер $Q_n \approx 0$ и отщепляя нейтроны. Значе-

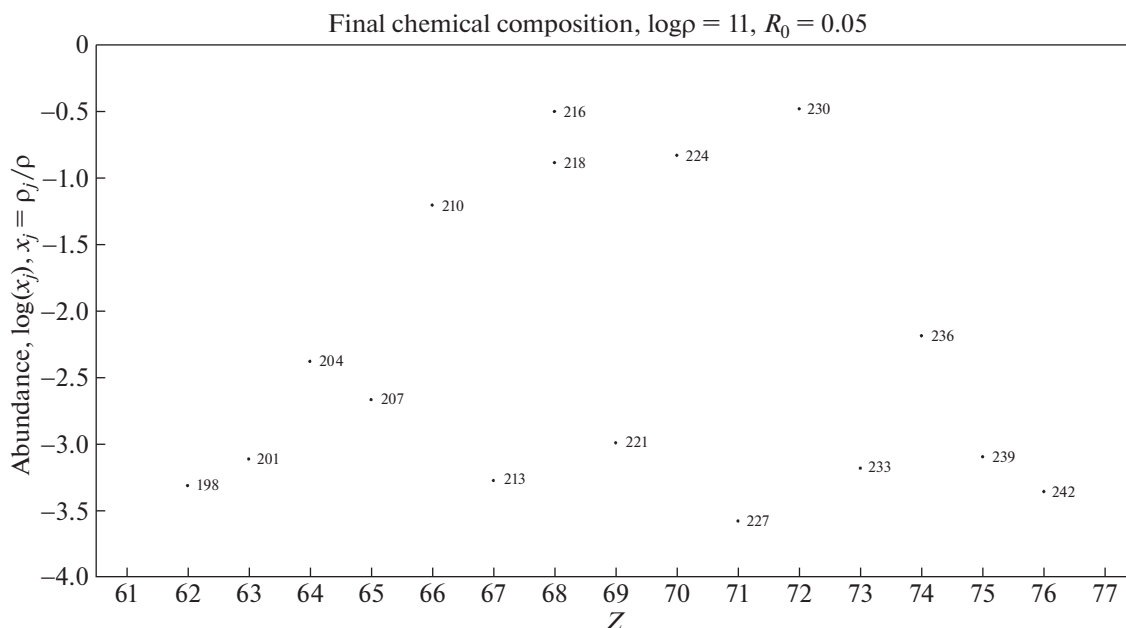


Рис. 8. Химический состав в последней расчетной точке $t = 200$ с при $\log \rho = 11$, $T_9 = 0.1$ и $R_0 = 0.05$. Каждый изотоп пронумерован атомным массовым числом A .

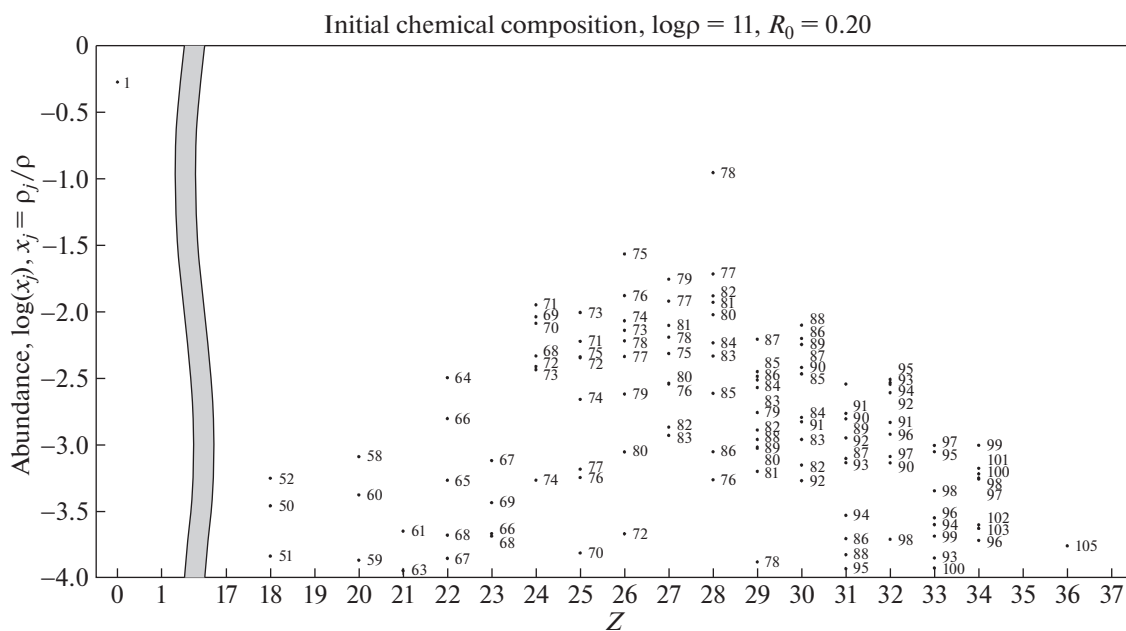


Рис. 9. Начальный химический состав при $\log \rho = 11$, $T_9 = 10$ и $R_0 = 0.20$. Каждый изотоп пронумерован атомным массовым числом A .

ние параметра R уменьшается (рис. 4). Величина (A, Z) падает до тех пор, пока уменьшающаяся энергия Ферми электронов не сравняется с пороговыми энергиями захвата электрона легких ядер $\epsilon_{fe} \approx \epsilon_{\beta i}$. В итоге конечное распределение состоит

из свободных нейтронов, ядер гелия ^8He , бериллия ^{14}Be , бора ^{19}B и углерода ^{22}C в разной пропорции в зависимости от начального R_0 (см. рис. 14, 16 и 18). В наших расчетах рассматривались нейтроны, находящиеся в равновесии с ядрами со-

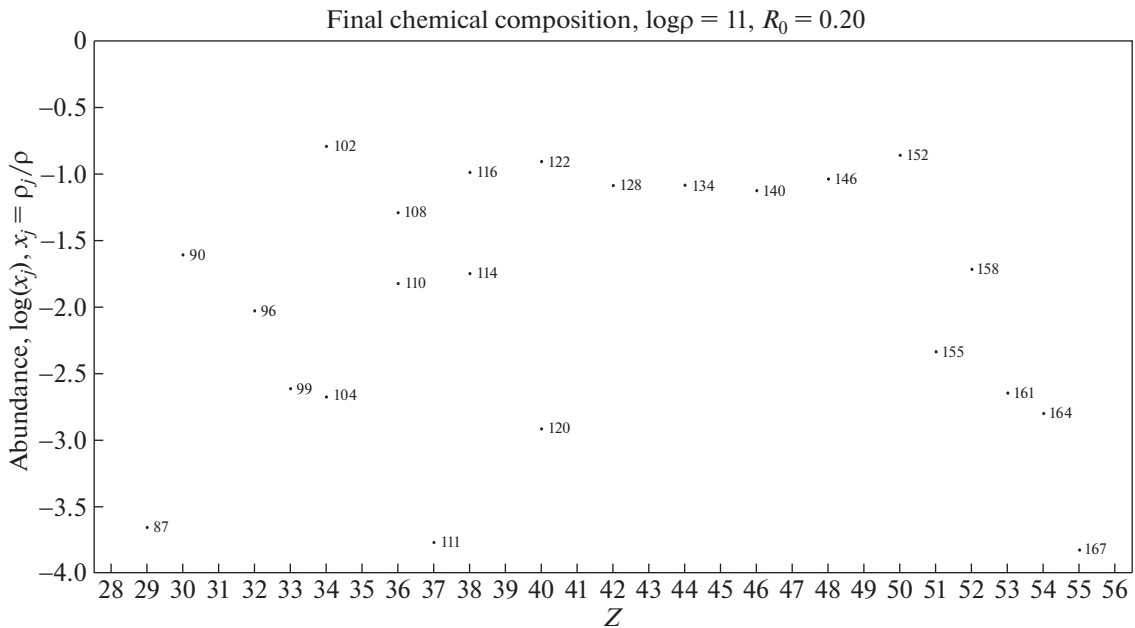


Рис. 10. Химический состав в последней расчетной точке $t = 200$ с при $\log \rho = 11, T_9 = 0.1$ и $R_0 = 0.20$. Каждый изотоп пронумерован атомным массовым числом A .

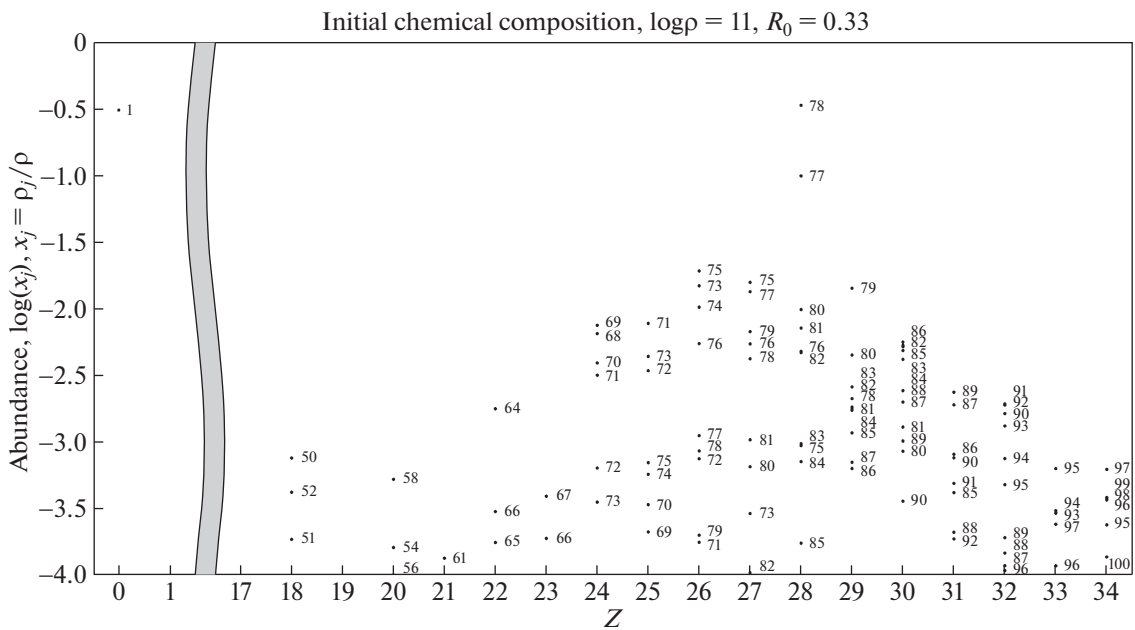


Рис. 11. Начальный химический состав при $\log \rho = 11, T_9 = 10$ и $R_0 = 0.33$. Каждый изотоп пронумерован атомным массовым числом A .

гласно (20). Падение температуры ниже установленного предела $T_9 = 0.1$ приводит к исчезновению реакций фотоотщепления нейтронов. В этом случае результирующий состав состоит только из

одного элемента, лежащего на границе существования ядер и $\epsilon_{\text{Fe}} \approx Q_{p0}$. Максимально значение Q_{p0} в используемой модели масс соответствует углероду ^{22}C и $Q_p(22,6) \approx 32$ МэВ.

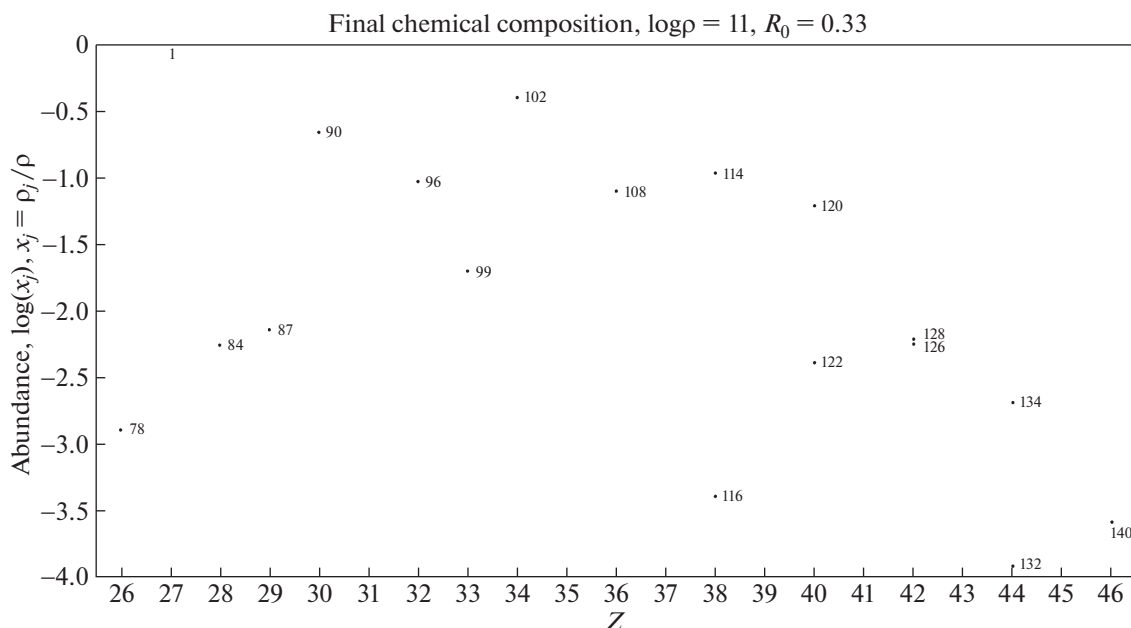


Рис. 12. Химический состав в последней расчетной точке $t = 200$ с при $\log \rho = 11$, $T_9 = 0.1$ и $R_0 = 0.33$. Каждый изотоп пронумерован атомным массовым числом A .

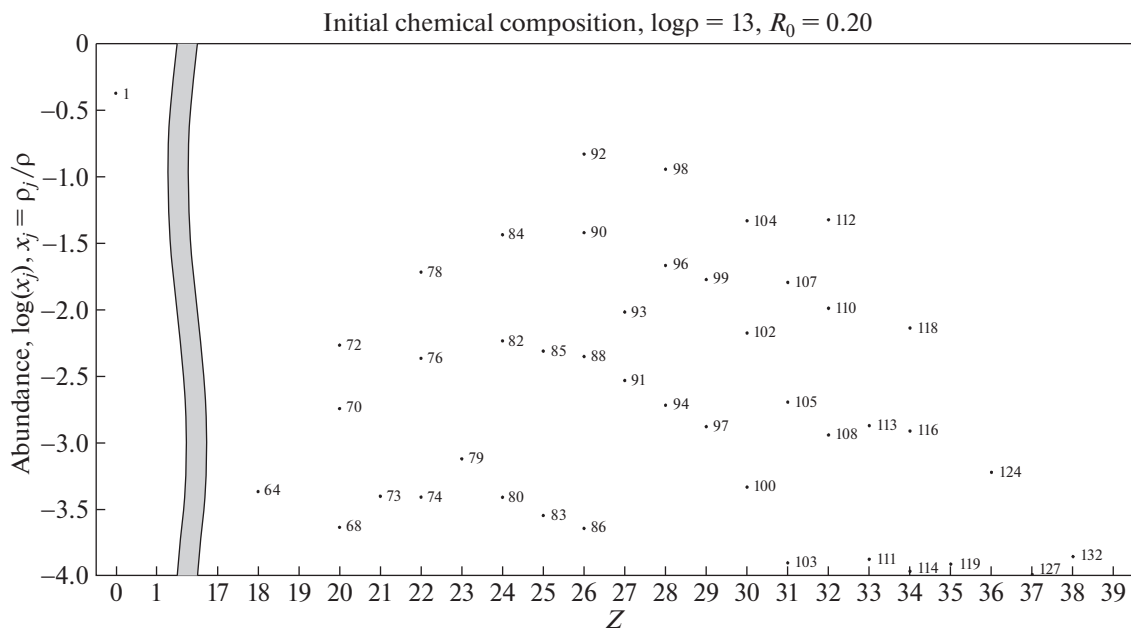


Рис. 13. Начальный химический состав при $\log \rho = 13$, $T_9 = 10$ и $R_0 = 0.20$. Каждый изотоп пронумерован атомным массовым числом A .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов вычислений показывает, что вопрос об эволюции химического состава вещества коры горячей нейтронной звезды при

субъядерных плотностях, остывающей за счет нейтринных потерь энергии, должен решаться с учетом предшествующей истории системы. Для получения реальных начальных условий необходимо иметь информацию о динамике сверхновой

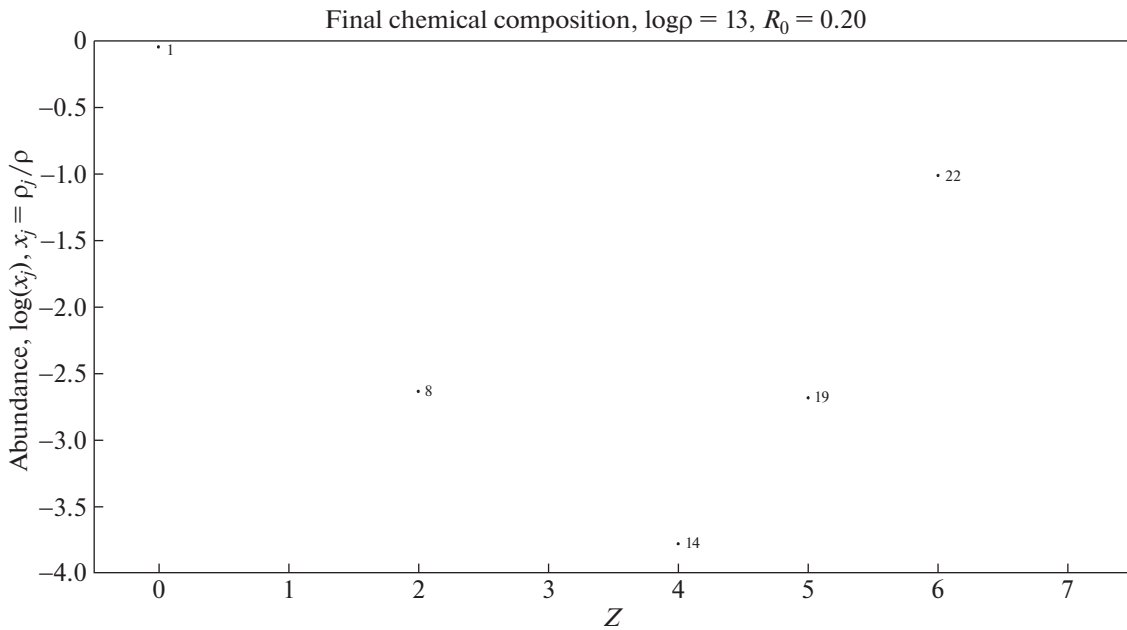


Рис. 14. Химический состав в последней расчетной точке $t = 200$ с при $\log \rho = 13, T_9 = 0.1$ и $R_0 = 0.20$. Каждый изотоп пронумерован атомным массовым числом A .

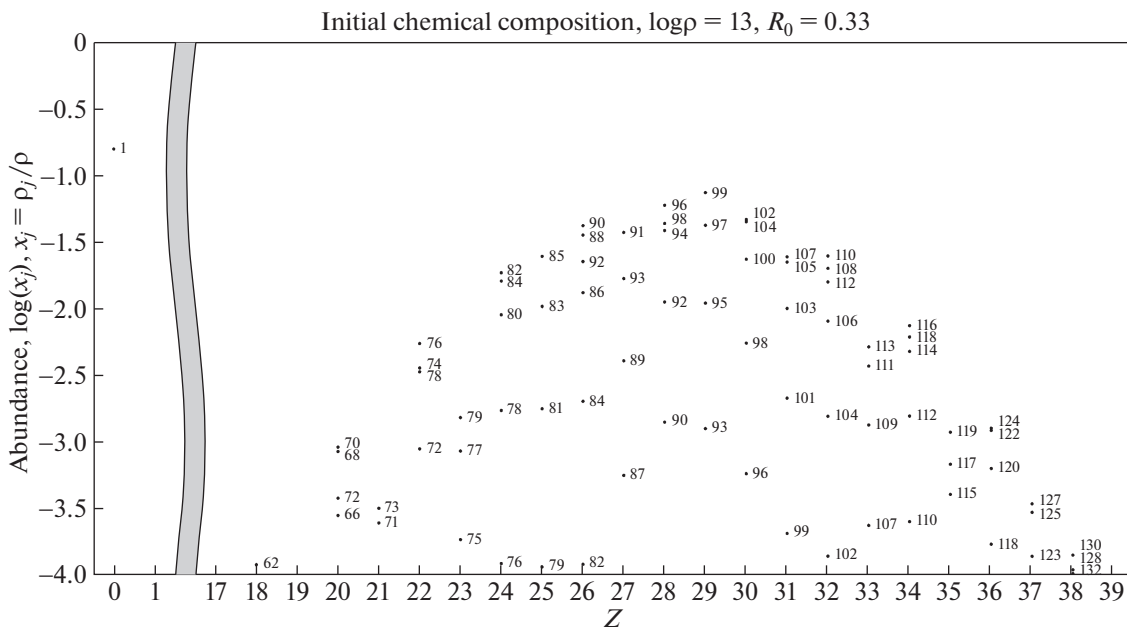


Рис. 15. Начальный химический состав при $\log \rho = 13, T_9 = 10$ и $R_0 = 0.33$. Каждый изотоп пронумерован атомным массовым числом A .

с коллапсирующим ядром и параметрах рождающейся горячей нейтронной звезды.

Свойства полученного в рамках этой модели неравновесного слоя указывают на наличие боль-

шого запаса ядерной энергии нейтронных звезд, способного длительно поддерживать рентгеновскую светимость. Энергия, запасенная в неравновесном слое, может выделяться при вспышках в транзиентных источниках, типа мягких гамма по-

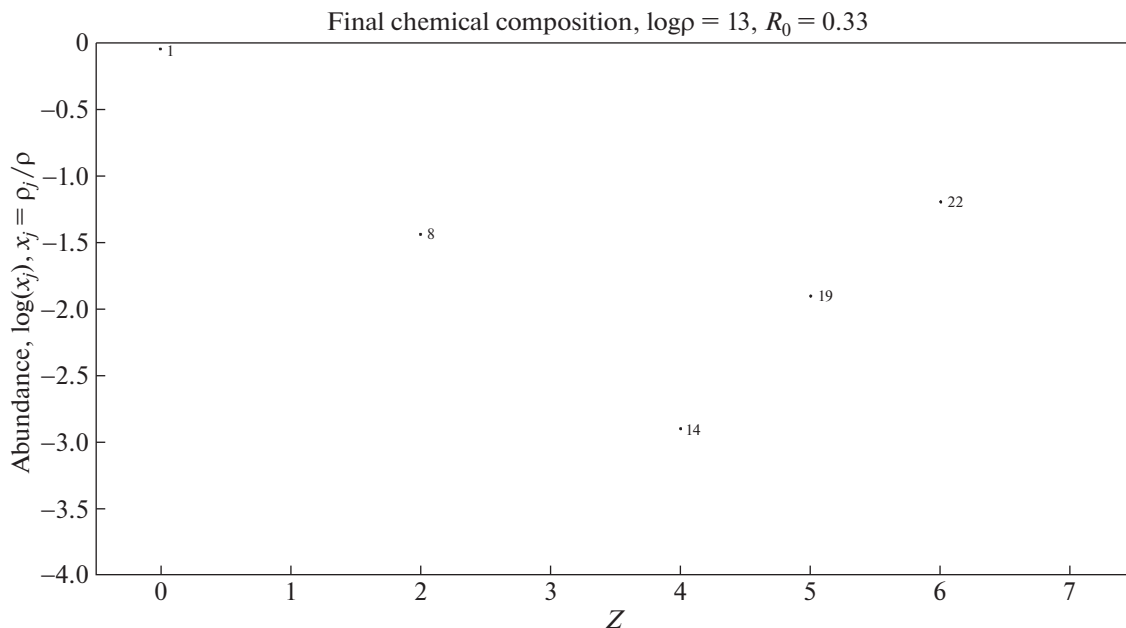


Рис. 16. Химический состав в последней расчетной точке $t = 200$ с при $\log \rho = 13$, $T_9 = 0.1$ и $R_0 = 0.33$. Каждый изотоп пронумерован атомным массовым числом A .

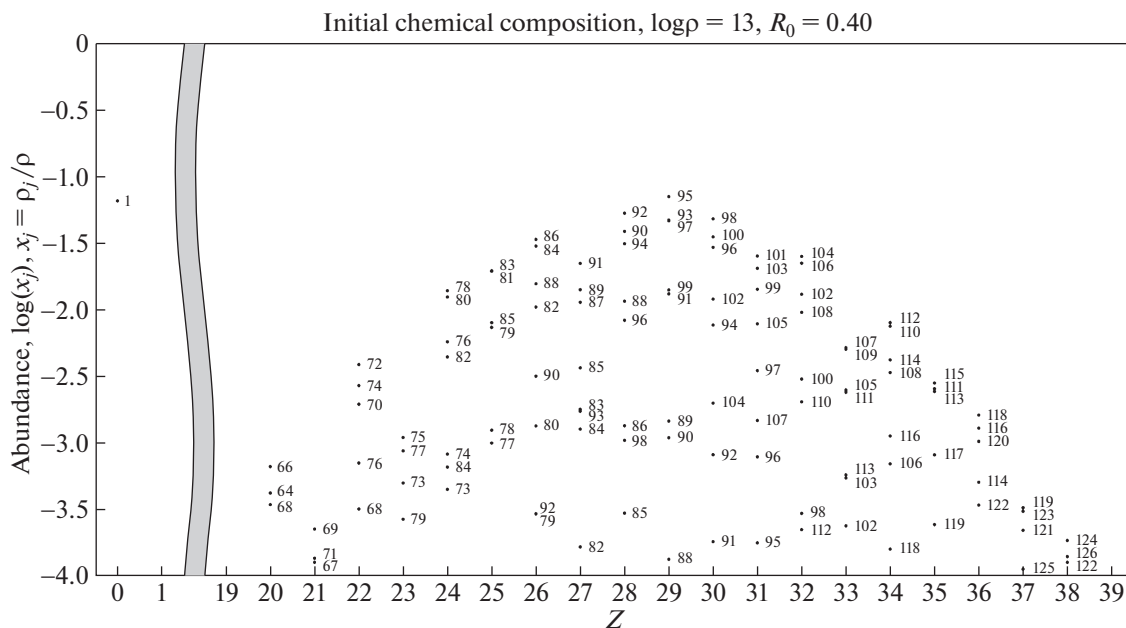


Рис. 17. Начальный химический состав при $\log \rho = 13$, $T_9 = 10$ и $R_0 = 0.40$. Каждый изотоп пронумерован атомным массовым числом A .

вторителей и аномальных рентгеновских пульсаров [35], что является альтернативой часто рассматриваемой модели вспышек на нейтронных звездах со сверхсильными магнитными полями $\sim 10^{15}$ Гс [37–39], получивших название магнетары.

В результате различных процессов активности звезд, типа звездотрясений, элементы из оболочки могут выноситься наружу, приводя к появлению взрывных транзитных процессов, а также формируя тяжелые элементы (типа трансурано-

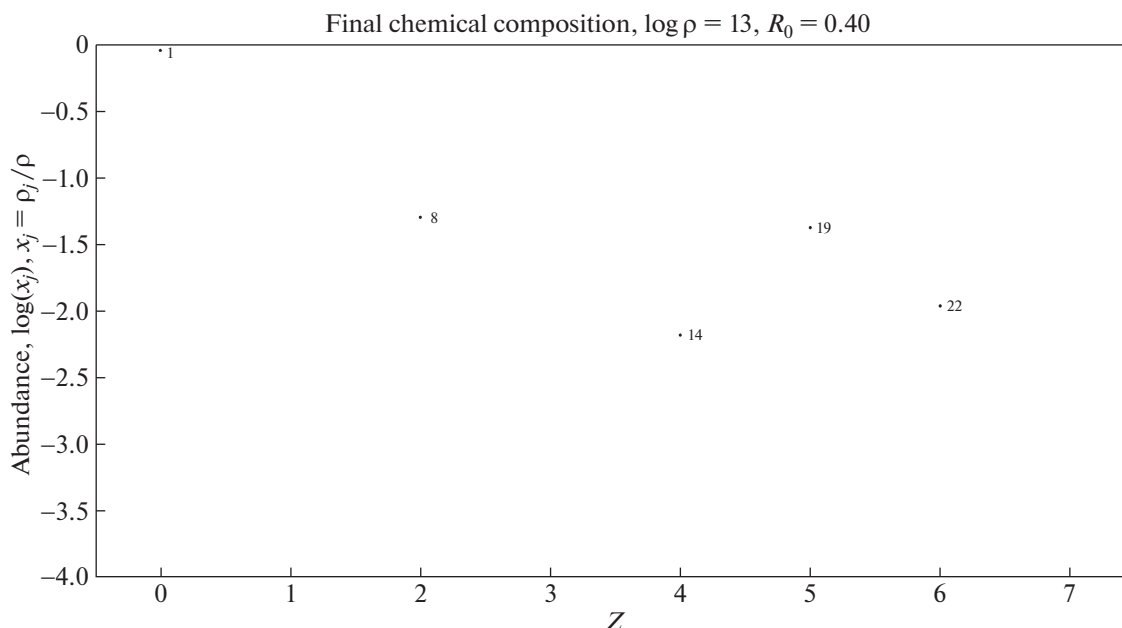


Рис. 18. Химический состав в последней расчетной точке $t = 200$ с при $\log \rho = 13$, $T_9 = 0.1$ и $R_0 = 0.40$. Каждый изотоп пронумерован атомным массовым числом A .

вых), которые входят в состав объектов следующего поколения, включая Землю.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 20-02-00455.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят И.В. Панова за предоставление и указание на источник ядерных данных [40], использованных в данной статье.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, *Rev. Modern Physics* **29**, 547 (1957).
2. A. G. W. Cameron, *Astrophys. Space Sci.* **82**, 123 (1982).
3. P. A. Seeger, W. A. Fowler, and D. D. Clayton, *Astrophys. J. Suppl.* **11**, 121 (1965).
4. W. Hillebrandt, *Space Sci. Rev.* **21**(6), 639 (1978).
5. I. V. Panov, *Phys. Atomic Nuclei* **79**, 159 (2016).
6. I. V. Panov and H.-Th. Janka, *Astron. and Astrophys.* **494**, 829 (2009).
7. M. J. Mayer and E. Teller, *Phys. Rev.* **76**, 1226 (1949).
8. I. V. Panov and A. V. Yudin, *Astron. Letters* **46**, 518 (2020).
9. C. Freiburghaus, S. Rosswog, and F.-K. Thielemann, *Astrophys. J.* **525**, 121 (1999).
10. A. Arcones and F.-K. Thielemann, *J. Physics G* **40** (2013).
11. V. N. Kondratyev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **480**(4), 5380 (2018).
12. V. N. Kondratyev, *Phys. Rev. C* **69**(3), id. 038801 (2004).
13. G. S. Bisnovatyi-Kogan and V. M. Chechetkin, *Astrophys. Space Sci.* **26**, 3 (1974).
14. A. Yu. Ignatovskiy, *Astrophysics* **64**, 228 (2021).
15. F. E. Clifford and R. J. Tayler, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **129**, 104 (1965).
16. V. S. Imshennik and D. K. Nadezhin, *Soviet Astron.* **9**, 896 (1966).
17. Г. С. Бисноватый-Коган, В. М. Четкин, *Успехи физ. наук* **127**(2), 263 (1979).
18. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика: Квантовая механика (нерелятивистская теория)* (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002).
19. V. S. Imshennik, S. S. Filippov, and A. M. Khokhlov, *Soviet Astron. Letters* **7**, 121 (1981).
20. A. G. W. Cameron, J. J. Cowan, and J. W. Truran, *Astrophys. Space Sci.* **91**, 235 (1982).
21. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика: Статистическая физика, часть 1* (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002).
22. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика: Теория поля* (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2016).
23. G. Baym, H. A. Bethe, and C. J. Pethick, *Nuclear Phys. A* **175**, 225 (1971).
24. H. A. Bethe, G. E. Brown, J. Applegate, and J. M. Lattimer, *Nuclear Phys. A* **324**, 487 (1979).
25. P. Möller, A. R. Mumpower, T. Kawano, and W. D. Myers, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **109-110**, 1 (2016).
26. K. Sato, *Progress Theor. Physics* **62**, 957 (1979).
27. V. M. Chechetkin, *Soviet Astron.* **15**, 45 (1971).

28. Г. С. Бисноватый-Коган, *Физические вопросы теории звездной эволюции* (М.: Наука, 1989).
29. G. S. Bisnovatyι-Kogan and Ya. M. Kazhdan, *Soviet Astron.* **10**, 604 (1967).
30. H. P. William, A. T. Saul, T. V. William, and P. F. Brian, *Numerical Recipes in Fortran 77* (Press Syndicate of the University of Cambridge, 1992).
31. Д. А. Франк-Каменецкий, *ЖЭТФ* **42**, 875 (1962).
32. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Релятивистская астрофизика* (М.: Наука, 1967).
33. G. S. Bisnovatyι-Kogan, V. S. Imshennik, D. K. Nadezhin, and V. M. Chechetkin, *Astrophys. Space Sci.* **35**, 3 (1975).
34. G. S. Bisnovatyι-Kogan and V. M. Chechetkin, *Soviet Astron.* **25**, 320 (1981).
35. G. S. Bisnovatyι-Kogan and N. R. Ikhsanov, *Astron. Rep.* **58**(4), 217 (2014).
36. G. S. Bisnovatyι-Kogan and V. M. Chechetkin, *Astrophys. Space Sci.* **89**, 447 (1983).
37. В. Н. Кондратьев, *Физика элем. частиц и атомн. ядра* **50**, 722 (2019).
38. V. N. Kondratyev, *Phys. Rev. Lett.* **88**, id. 221101 (2002).
39. В. Н. Кондратьев, Ю. В. Коровина, *Физика элем. частиц и атомн. ядра* **49**, 107 (2018).
40. <https://t2.lanl.gov/nis/data/astro/molnix96/molnix.html>