
ФИЗИКА

УДК 539.1:52

НУКЛЕОСИНТЕЗ ОБОЙДЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ВЗРЫВЕ СВЕРХНОВОЙ ЗВЕЗДЫ

© 2003 Э. М. Бабишов, И. В. Копытин

Воронежский государственный университет

Исследовался процесс синтеза обойденных ядер (p-ядер) в кислородном слое во время вспышки сверхновой с массой $25M_{\odot}$. Для массовых долей ядер решались соответствующие кинетические уравнения, где основной синтезирующей реакцией было фотовывивание нейтрона: (γ, n) и где зародышевыми полагались s-ядра. Решения этих уравнений использовались затем для расчета абсолютных распространенностей обойденных ядер. Обнаружена связь между процессом синтеза обойденных ядер и процессом быстрого нейтронного захвата (r-процессом) и показано, что без достаточной информации об r-процессе сложно делать достоверные выводы о процессе синтеза p-ядер. Найдено, что при определенных физических условиях можно объяснить наблюдаемую распространенность практически всех p-ядер в Солнечной системе.

ВВЕДЕНИЕ

За последние несколько десятилетий был сделан большой шаг в понимании процессов, происходящих в недрах звезд. Были описаны основные этапы эволюции звезд и явление нуклеосинтеза элементов периодической системы Менделеева, однако многое еще остается невыясненным.

Считается, что абсолютное большинство средних и тяжелых ядер (за железным максимумом) синтезируется в недрах звезд в процессах захвата нейтронов, в частности в реакции (n, γ) . Выделяются два типа этого процесса: медленный (s-процесс) и быстрый (r-процесс) [1, 2].

Медленный захват нейтронов связывают с квазистационарной стадией в эволюции звезды, то есть с этапом горения легких элементов в ее коре. Этот процесс характеризуется умеренными значениями потока нейтронов и температуры. Зародышевое ядро захватывает нейтрон и после этого происходит цепочка β^- -распадов до появления стабильного изотопа, затем это ядро снова захватывает нейтрон и процесс повторяется. В s-процессе β^- -распады идут быстрее нейтронного захвата. Временной масштаб данного процесса довольно продолжителен (более 10^3 лет).

Ядра, наиболее богатые нейтронами, синтезируются в процессе быстрого нейтронно-

го захвата. Сейчас считается, что этот процесс происходит на завершающей стадии эволюции массивных звезд (с массой более $4M_{\odot}$, где M_{\odot} — масса Солнца), а именно, во время коллапса ядра звезды и взрывах сверхновых [3—6]. Такие процессы сопровождаются большими концентрациями нейтронов ($n \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и значительными температурами ($T \geq 10^9 \text{ К}$) звездной среды [4]. В r-процессе атомное ядро очень быстро (быстрее скорости β^- -распада) захватывает большое количество нейтронов, а затем претерпевает цепочку последовательных β^- -распадов также до появления стабильного изотопа.

Совершенно очевидно, что ядра, образующиеся в результате нейтронных захватов, имеют относительно большое количество нейтронов, однако существуют стабильные изотопы, начиная с изотопа ^{74}Se (всего их 35), у которых количество нейтронов меньше (по отношению к числу протонов), чем у ядер, синтезированных в результате захвата нейтронов. Эти обедненные нейтронами ядра называются «обойденными» (или p-) ядрами. Они оказываются в стороне от путей нейтронного захвата и поэтому не могут быть образованы в s- или r-процессах. Известно из наблюдений, что распространенность таких изотопов на 2—3 порядка ниже, чем у соседних ядер, образованных в s- и r-процессах [3—6]. Про-

блема синтеза р-ядер является одной из старых проблем астрофизики и до сих пор не имеет общепринятого решения.

Существует несколько гипотез для объяснения происхождения р-изотопов (см. [3, 7—14]). Наиболее интересными являются работы [7—9], где рассматривается синтез р-ядер во время взрывного горения кислородного слоя сверхновой за счет реакции (γ, n) . В них были получены неплохие результаты для относительных распространенностей р-ядер (по отношению друг к другу), но в абсолютном выходе наблюдалось заметное недопроизводство (особенно для некоторых р-ядер). Отметим также и работу [10], где производство обойденных ядер связывается с нейтринными процессами. В ней также производились расчеты относительных распространенностей р-ядер, синтезированных при захвате нейтрино через гамов-теллеровские состояния дочерних ядер. Однако и здесь остается проблема абсолютных выходов р-ядер, решение которой будет зависеть от деталей коллапсирования звезды и возможности появления достаточно интенсивных нейтринных потоков с энергией выше 10—12 МэВ.

Можно констатировать, что проблема образования обойденных ядер пока еще далека от решения. Много зависит от достоверности оценок сечений всех возможных реакций, которые могут дать вклад в синтез р-ядер. Кроме того, все расчеты следует делать, конечно, с учетом реальных астрофизических условий, возникающих в звездах. Известно, что в звездном веществе одновременно протекает огромное количество различных ядерных реакций. Для достаточного накопления обойденных ядер необходимо, чтобы скорость реакций, в которых они синтезируются («благоприятные реакции»), была бы не меньше (или по крайней мере не намного меньше) скорости реакций, в которых они уничтожаются.

В данной работе с учетом реальных физических условий был проведен поиск наиболее вероятного места для синтеза р-ядер и анализ реакций, ответственных за этот синтез. Оказалось, что многим требованиям удовлетворяет процесс горения кислородных слоев во время взрыва сверхновой, что согласуется с выбором в [7—9]. В этом случае главной синтезирующей реакцией выступает реакция (γ, n) .

ОСНОВНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СВЕРХНОВОЙ

Рассмотрим динамику взрыва. При этом нас не будут интересовать все тонкости этого процесса, в частности, нам будет неважна причина взрыва, судьба коллапсирующего ядра и пр. В поставленной задаче будем интересоваться только двумя параметрами: плотностью и температурой в веществе звезды за фронтом ударной волны.

Во время взрыва по звезде наружу начинает распространяться мощная ударная волна, разгоняющая вещество. В веществе звезды возникает сильный разрыв, скачок. Как известно, при этом должны выполняться законы сохранения массы, количества движения и потока энергии. Следовательно, можно записать соответствующие условия [15, 16]

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

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

$$\frac{1}{2}(v_1 - u)^2 + \frac{\gamma p_1}{(\gamma - 1)\rho_1} = \frac{1}{2}(v_2 - u)^2 + \frac{\gamma p_2}{(\gamma - 1)\rho_2}. \quad (3)$$

Эти уравнения написаны для идеального газа. Индекс 1 отмечает величины перед ударным фронтом, индекс 2 — за ударным фронтом, v — скорость вещества; p — давление; ρ — плотность; γ — показатель адиабаты, а u — скорость ударной волны. Все скорости определены относительно центра звезды. Положим $v_1 = 0$ и перепишем уравнения (1)—(3) в виде [15]:

$$v_2 = \frac{2}{\gamma + 1} u \left[1 - \frac{a_1^2}{u^2} \right], \quad (4)$$

$$\rho_2 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_1 \left[1 + \frac{2a_1^2}{(\gamma - 1)u^2} \right]^{-1}, \quad (5)$$

$$p_2 = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_1 u^2 \left[1 - \frac{(\gamma - 1)a_1^2}{2\gamma u^2} \right], \quad (6)$$

где $a_1^2 = \gamma p_1 / \rho_1$ — скорость звука в невозмущенном веществе [6]. В случае сильной ударной волны выполняется соотношение [15]: $u \gg a_1$, и формулы (4)—(6) упрощаются:

$$v_2 = \frac{2}{\gamma + 1} u, \quad (7)$$

$$\rho_2 = \rho_1 \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \quad (8)$$

$$p_2 = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_1 u^2. \quad (9)$$

Для температуры можно воспользоваться известной формулой для невырожденного газа [6, 17]:

$$T = K \rho^{1/3}, \quad (10)$$

где K — величина, зависящая от химического состава вещества звезды (см. [6]). Это позволяет получить соотношение:

$$T_2 = T_1 \sqrt[3]{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}} \quad (11)$$

После прохождения ударной волны вещество начинает двигаться с большой скоростью, а его плотность и температура изменяются: среда расширяется и охлаждается. Плотность $\rho_{\text{рас}}$ и температуру $T_{\text{рас}}$ во время расширения можно записать в виде:

$$\rho_{\text{рас}}(r, t) = \rho_2(r) f(r, t), \quad (12)$$

$$T_{\text{рас}}(r, t) = T_2(r) g(r, t) \quad (13)$$

с начальными условиями: $\rho_{\text{рас}}(r, 0) = \rho_2(r)$, $T_{\text{рас}}(r, 0) = T_2(r)$. Функции $f(r, t)$ и $g(r, t)$ описывают динамику соответственно расширения и охлаждения. Подставляя (8) и (11) в (12) и (13) соответственно, окончательно получим: для плотности

$$\rho_{\text{рас}}(r, t) = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_1(r) f(r, t), \quad (14)$$

для температуры

$$T_{\text{рас}}(r, t) = \sqrt[3]{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}} T_1(r) g(r, t). \quad (15)$$

Вид функций $f(r, t)$ и $g(r, t)$ определяется из физических соображений. Выделим на расстоянии r от центра звезды слой толщиной dr . Его скорость после прохождения ударной волны будет $v_2(r)$. В начальный момент $t = 0$ объем слоя равен:

$$dV_2(r, 0) = 4\pi r^2 dr. \quad (16)$$

Через время t он увеличится и станет равным

$$dV_2(r, t) = \frac{4\pi}{3} [(r + dr + v_2 t)^3 - (r + dr)^3] = 4\pi (r + v_2 t)^2 dr. \quad (17)$$

Отсюда получаем:

$$\frac{dV_2(r, t)}{dV_2(r, 0)} = \frac{\rho_2(r, 0)}{\rho_2(r, t)} = \frac{r^2}{(r + v_2 t)^2}. \quad (18)$$

Последнее выражение определяет функцию расширения $f(r, t)$, а из (18), с использованием (10), находится и функция охлаждения $g(r, t)$. В результате получим:

$$f(r, t) = \frac{r^2}{(r + v_2 t)^2}, \quad (19)$$

$$g(r, t) = \sqrt[3]{\frac{r^2}{(r + v_2 t)^2}}. \quad (20)$$

Отметим, что могут быть и другие функции, описывающие динамику движения вещества звезды в результате взрыва (см., например, [3]).

СИНТЕЗ ОБОЙДЕННЫХ ЯДЕР ВО ВЗРЫВАЮЩИХСЯ КИСЛОРОДНЫХ СЛОЯХ

Для исследования процесса синтеза ядер необходимо решить систему кинетических уравнение вида:

$$\frac{d}{dt} n(A_i, Z_i) = - \sum_j n(A_i, Z_i) \lambda_j(A_i, Z_i) + \sum_{kl} n(A_k, Z_k) \lambda_l(A_k, Z_k), \quad (21)$$

где $n(A_i, Z_i)$ — концентрация ядер (A_i, Z_i) , $\lambda_j(A_i, Z_i)$ — скорости различных реакций с участием взаимодействующих частиц (A_i, Z_i) и j . Суммирование идет по всем реакциям, в которых частица i либо уничтожается, либо образуется. По определению имеем [6]

$$\lambda_j(A_i, Z_i) = \frac{n_j \langle \sigma_j(A_i, Z_i) v \rangle}{1 + \delta_{ij}}, \quad (22)$$

где $\langle \sigma_j(A_i, Z_i) v \rangle$ — усредненное по максвелловскому распределению произведение сечения реакции $\sigma_j(A_i, Z_i)$ между ядром (A_i, Z_i) и частицей сорта j на их относительную скорость v , δ_{ij} — символ Кронекера.

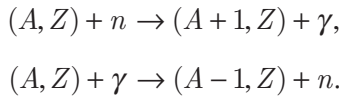
Формально нетрудно выделить ядерные реакции, которые могли бы сыграть созидательную роль для синтеза р-ядер, например: (γ, n) , (p, γ) , (p, n) и др., но реальную роль будут играть только те из них, скорость которых наибольшая в рассматриваемых условиях.

Во время взрывного горения кислорода температура самых внутренних его слоев до-

стигает максимальных значений $T_2 \approx 3,4 \cdot 10^9$ К (параметры расчетов см. ниже). При таких температурах реакции с участием заряженных частиц для большинства изотопов будут подавлены [18], но в то же время некоторые реакции могут идти достаточно быстро, в частности фотореакция (γ, n) . Поэтому в уравнениях (21) оставим самые вероятные в данных условиях реакции (γ, n) и (n, γ) (последняя интенсивно идет при любых условиях при наличии в веществе свободных нейтронов). Тогда система уравнений примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} n(A, Z) = & \lambda_n(A-1, Z)n(A-1, Z) + \\ & + \lambda_\gamma(A+1, Z)n(A+1, Z) + \\ & + [-\lambda_n(A, Z) - \lambda_\gamma(A, Z)]n(A, Z). \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь $n(A, Z)$ — концентрация ядер (A, Z) , $\lambda_n(A, Z)$ и $\lambda_\gamma(A, Z)$ — соответственно скорости реакций:



В расчетах гораздо удобнее работать не с абсолютными концентрациями $n(A, Z)$, а с массовыми долями $X(A, Z)$, которые определяются выражением [4, 6]:

$$n(A, Z) = \rho N_A \frac{X(A, Z)}{A}, \quad (24)$$

где ρ — плотность среды и, поскольку рассматривается взрывной нуклеосинтез, $\rho = \rho_{\text{рас}}$, $N_A = 6,022 \cdot 10^{26}$ кмоль⁻¹ — число Авогадро. Тогда с учетом (22) и (24) систему уравнений (23) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} X(A, Z) = & \\ = \rho_{\text{рас}} N_A X_n \langle \sigma_n(A-1, Z)v \rangle X(A-1, Z) \frac{A}{A-1} + & \\ + \lambda_\gamma(A+1, Z) X(A+1, Z) \frac{A}{A+1} + & \\ + [-\rho_{\text{рас}} N_A X_n \langle \sigma_n(A, Z)v \rangle - \lambda_\gamma(A, Z)] X(A, Z). & \end{aligned}$$

где X_n — массовая доля нейтронов в веществе, $\sigma_n(A, Z)$ — сечение реакции радиационного захвата нейтрона ядром (A, Z) . Эта система является основой для расчета синтеза обойденных ядер во взрывном горении кислорода. Видно, что в (25) число Z не меня-

ется, то есть все изменения проходят среди изотопов одного элемента и соответственно массовое число A меняется от минимального до максимально возможного значения при данном Z . Поэтому систему уравнений можно решать отдельно для каждого элемента. Тогда в качестве начальных условий (зародышевых ядер) будут выступать изотопы с данным Z , образованные на квазиравновесных стадиях эволюции звезды (как правило, это s-изотопы). Обозначим соответствующие массовые доли как X_s .

Пусть $N_s(A_i, Z_i)$ — распространенность зародышевого s-ядра (A_i, Z_i) в солнечной системе, а $N(^{16}\text{O})$ — распространенность элемента ^{16}O . Будем считать, что обогащение галактики кислородом и s-элементами происходит в результате вспышки сверхновой. Тогда имеет место соотношение:

$$\frac{N_s(A_i, Z_i)}{N(^{16}\text{O})} = \frac{m_s(A_i, Z_i)}{m(^{16}\text{O})}, \quad (26)$$

где $m_s(A_i, Z_i)$ и $m(^{16}\text{O})$ — общие массы соответственно ядер элементов (A_i, Z_i) и кислорода, выбрасываемых вспышкой. С другой стороны, эти массы можно определить как произведение соответствующих массовых долей на массу области звезды, где эти элементы содержатся. В частности,

$$m_s(A_i, Z_i) = X_s(A_i, Z_i) M_s(A_i, Z_i), \quad (27)$$

$$m(^{16}\text{O}) = X(^{16}\text{O}) M(^{16}\text{O}). \quad (28)$$

Здесь M_s — общая масса области, где содержатся s-ядра при выбросе и где они не подвергаются существенным воздействиям, $M(^{16}\text{O})$ — масса кислородного слоя, $X(^{16}\text{O})$ — массовая доля элемента ^{16}O . В (27) предполагается, что элементы s-процесса распределены равномерно в области M_s , а в (28) — что кислород в основном выбрасывается из кислородного слоя (хотя часть его выгорает в самом внутреннем слое во время вспышки, эта доля незначительна). Иными словами предполагается: сколько кислорода образовалось во время равновесного горения, столько же и выбросилось взрывом. Из формул (26—28) можно выразить X_s :

$$X_s(A_i, Z_i) = \frac{N_s(A_i, Z_i) X(^{16}\text{O}) M(^{16}\text{O})}{N(^{16}\text{O}) M_s(A_i, Z_i)}. \quad (29)$$

Эти массовые доли будут использоваться в расчетах в качестве начальных условий для

уравнений (25). Это означает, что для s-ядер сорта (A, Z_i) на стадии предсверхновой массовые доли $X_s(A_i, Z_i)$ одинаковы не только в области M_s , но также и во всем кислородном слое.

Решение кинетических уравнений позволяет найти массовые доли p-ядер после взрыва: X_p . Общая масса p-ядер сорта (A, Z) будет равна:

$$m_p(A, Z) = \int_0^{M(^{16}\text{O})} X_p(A, Z) dm, \quad (30)$$

где интегрирование идет по всему кислородному слою. Зная распространенность элемента кислорода $N(^{16}\text{O})$, можно найти $N_p(A, Z)$ — абсолютную распространенность p-ядра (A, Z) по формуле:

$$N_p(A, Z) = \frac{m_p(A, Z)N(^{16}\text{O})}{X(^{16}\text{O})M(^{16}\text{O})}. \quad (31)$$

Видно, что эта формула аналогична формуле (26).

СХЕМА ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Для расчета скорости реакции фотоотделения нейтрона (γ, n) , входящей в (25), использовался принцип детального равновесия (принцип взаимности). Согласно ему скорость обратной реакции λ_γ определяется через сечение прямой реакции (n, γ) следующим образом [6, 17]:

$$\begin{aligned} \lambda_\gamma(A, Z) &= \frac{2g(A-1, Z)}{g(A, Z)} \left(\frac{A-1}{A} \right)^{3/2} \times \\ &\times \left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2 N_A} \right)^{3/2} \langle \sigma_n(A-1, Z)v \rangle \exp(-Q/T) = \\ &= 0,98677 \cdot 10^{10} \frac{2g(A-1, Z)}{g(A, Z)} \left(\frac{A-1}{A} \right)^{3/2} T_9^{3/2} N_A \times \\ &\times \langle \sigma_n(A-1, Z)v \rangle \exp(-11,605Q_6 / T_9) [c^{-1}], \end{aligned} \quad (32)$$

где Q_6 — энергвыделение прямой реакции в МэВ; $T_9 = T/10^9$ К; k — постоянная Больцмана; $g(A, Z) = 2I(A, Z) + 1$, где $I(A, Z)$ — спин основного состояния ядра (A, Z) ; В нашем случае под T понимается величина $T_{\text{pac}}(r, t)$.

Значения величин $N_A \langle \sigma_n(A, Z)v \rangle$ для различных температур брались из базы данных [18], составленной Кохланом и Фаулером в 1988 году.

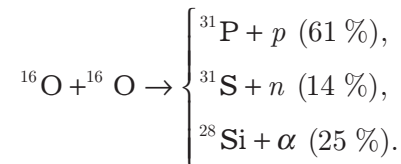
Из (32) видно, что скорость реакции (γ, n) сильно зависит от температуры и при $T < 10^9$ К эта реакция начинает вымораживаться (в действительности еще раньше). Поэтому синтез p-ядер будет происходить не по всему кислородному слою, а только в его самой внутренней области, что соответствует массовой координате $M_p \approx M_\odot$. Следовательно, интегрирование в (5) следует проводить до этой величины.

Конечный результат в значительной степени определяется долей нейтронов в среде X_n . У разных авторов величины X_n отличаются на несколько порядков. Мы также сделали оценку этой величины. С этой целью решались соответствующие кинетические уравнения вида (30). В качестве основных источников нейтронов рассматривались реакция горения кислорода и реакция (γ, n) , идущая практически на всех ядрах. Поглотителями нейтронов также могут быть различные ядра (через реакцию (n, γ)). С учетом сказанного, используя (22) и (24), получим уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{dX_n}{dt} &= \sum_Z \sum_A (\lambda_\gamma(A, Z) - \\ &- \langle \sigma_n(A, Z)v \rangle N_A X_n \rho_{\text{pac}}) \frac{X(A, Z)}{A} + \\ &+ k_{\text{noo}} \langle \sigma_o(16, 8)v \rangle N_A \rho_{\text{pac}} \frac{[X(^{16}\text{O})]^2}{512}, \end{aligned} \quad (33)$$

$$\frac{dX(^{16}\text{O})}{dt} = - \langle \sigma_o(16, 8)v \rangle N_A \rho_{\text{pac}} \frac{[X(^{16}\text{O})]^2}{32}, \quad (34)$$

где $\sigma_o(16, 8)$ — полное сечение реакции слияния двух ядер ^{16}O , k_{noo} — вероятность образования нейтрона при слиянии двух ядер кислорода. Величину k_{noo} можно найти, рассмотрев основные каналы реакции горения кислорода [6]:



Видно, что вероятность образования нейтрона составляет 14 % и, следовательно $k_{\text{noo}} = 0,14$. Числа 512 и 32 в знаменателях отражают факт, что массовое число кислорода $A = 16$. Для уравнений (33) и (34) выбирались соответственно следующие начальные условия [17]: $X_n(\text{O}) = 0$, $X(^{16}\text{O}) = 0,8$.

Зависимость значений X_n от времени при разных температурах T_2 приведена на рис. 1. Видно, что концентрации нейтронов быстро достигают своего максимума и на протяжении определенного времени остаются почти постоянными, затем быстро уменьшаются. Характер этого уменьшения зависит от вида функций расширения и охлаждения (см. (19), (21)). Величины X_n , полученные нами, на порядок больше приведенных в [9] и в пять раз меньше, чем в [7].

Начальное распределение плотности предсверхновой параметризовалось следующим образом [15]: $\rho_1(r) = \frac{\rho_0}{r^\omega}$. Константы ρ_0 и ω выбирались для каждого слоя в отдельности (они подбирались так, чтобы плотность в итоге выражалась в $\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$, если r выражается в м). Так как плотность и температура связаны соотношением (10), то аналогичная зависимость от r использовалась и для температуры T_1 : $T_1(r) = \frac{T_0}{r^\alpha}$. Параметры ρ_0 , ω , T_0 и α подбирались так, чтобы на границах кислородного слоя получались известные значения плотности и температуры, которые в свою очередь брались из [17].

В итоге для кислородного слоя использовались следующие значения параметров:

минимальный радиус (считая от центра звезды): $R_{\min} = 2,05 \cdot 10^6$ м;
 максимальный радиус: $R_{\max} = 8,78 \cdot 10^7$ м;
 $\rho_0 = 6,7 \cdot 10^{26}$; $\omega = 2,6479$;

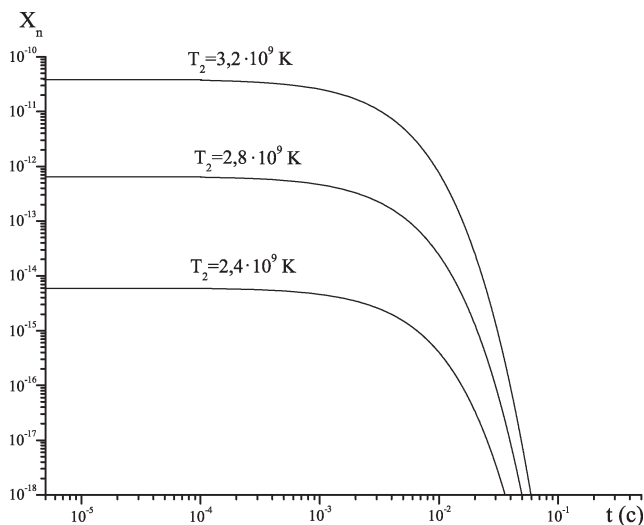


Рис. 1. Зависимость массовой доли нейтронов X_n от времени t , отсчитанного от момента взрыва сверхновой

$$T_0 = 2,228 \cdot 10^{14}; \alpha = 0,6127;$$

общая масса кислородного слоя [17]:
 $M(^{16}\text{O}) = 5,5 M_\odot$;

абсолютная распространенность элемента ^{16}O [5, 6]: $N(^{16}\text{O}) = 2,14 \cdot 10^7$.

Скорость расширения вещества, где синтезируются р-ядра, можно приближенно оценить из теории размерности, зная энергию взрыва сверхновой (см. [15]). При вышеуказанной зависимости плотности ρ_1 от расстояния r и выбранных параметрах для нее получается значение $v_2 = 5 \cdot 10^7$ м/с (это соответствует энергии взрыва $\sim 10^{45}$ Дж).

Параметр M_s будем варьировать, так как его точное значение не известно. Эта неопределенность связана с участием в синтезе элементов также и г-процесса. Известно, что во время вспышки сверхновой помимо синтеза р-ядер в ее веществе протекает и г-процесс, в котором также могут уничтожаться зародышевые s-ядра. Это означает, что величина параметра M_s будет зависеть от области протекания г-процесса. Если предположить, что после взрыва в кислородном, гелиевом и водородном слоях s-ядра какого-то сорта сохраняются без изменения (нет г-процесса), то для них $M_s \geq 10 M_\odot$. Если же в каком-либо из этих слоев звезды г-процесс идет интенсивно, ядра s-процесса там будут сильно разрушаться, и величина M_s существенно уменьшится. Анализ показывает, что при едином параметре M_s для s-ядер всех сортов хорошее согласие с наблюдаемыми распространениями р-ядер получить не удастся. Поэтому предполагается, что M_s может иметь различные значения для разных зародышевых s-ядер. На рис. 2 приводятся величины M_s для различных Z , с которыми для распространенностей р-ядер получаются наилучшие результаты. Видно, что разброс величины M_s/\bar{M}_s , где \bar{M}_s — усредненное по всем р-ядрам значение, находится в пределах коэффициента 3.

Кроме величины M_s , вариации подвергались также и массовые доли нейтронов X_n . Оказалось, что наилучшие результаты получаются при величинах X_n , на порядок меньших тех, что приведены на рис. 1. Это приблизительно соответствует значениям X_n из [9].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА

Полученные с использованием процедуры варьирования параметров M_s и X_n наилуч-

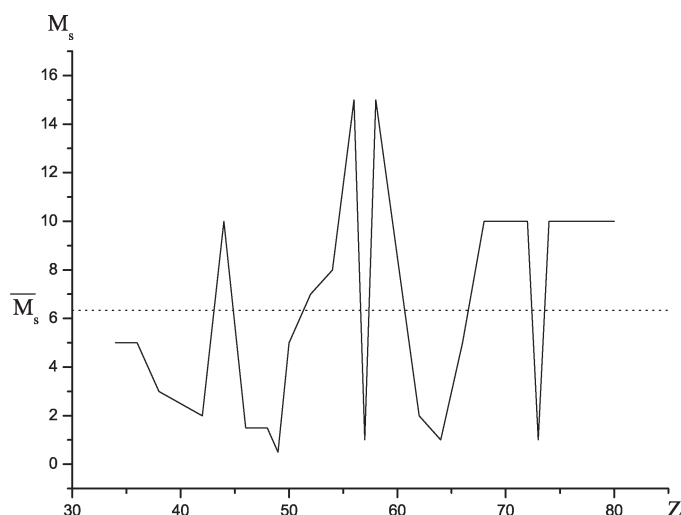


Рис. 2. Зависимость массового параметра M_s , выраженного в единицах M_\odot , от зарядового числа Z ядер

шие результаты для распространенностей N_p р-ядер представлены на рис. 3. Видно, что удалось добиться хорошего согласия этих величин с наблюдаемыми практически для всех обойденных ядер, кроме изотопов ^{98}Ru (перепроизводство) и ^{164}Er (недопроизводство). В последнем случае недопроизводство можно объяснить тем, что возможно часть ядер ^{164}Er синтезируется в s-процессе, что в расчетах не учитывалось (начальные доли этого элемента считались равными нулю). В первом случае ситуация неопределеннее, не исключено, что в литературе приведены неверные начальные концентрации зародышевых s-ядер. Отметим, что данная модель неплохо воспроизводит распространенности нуклидов ^{92}Mo , ^{94}Mo и ^{96}Ru , для которых в работах [7, 8] получалось значительное их недопроизводство.

Приведенные результаты следует рассматривать как предварительные, так как есть неопределенности в значениях M_s , X_n и начального химического состава предсверхновой. Несмотря на это, удалось показать, что при определенном выборе указанных параметров можно получить хорошее согласие рассчитанных распространенностей р-ядер с наблюдаемыми в Солнечной системе. Для получения более определенных результатов необходима достоверная информация об r-процессе, так как этим во многом определяется параметр M_s , а следовательно и массовые доли зародышевых ядер. Также необ-

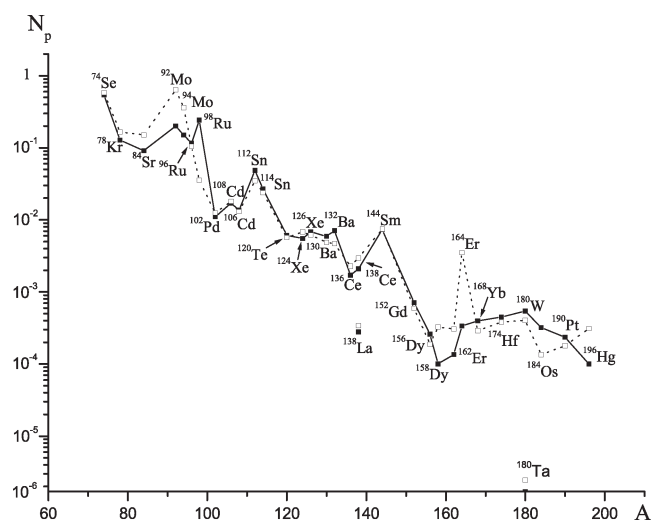


Рис. 3. Зависимость распространенностей р-ядер N_p от массового числа A (сплошные прямые соединяют рассчитанные величины, пунктирные — экспериментальные)

ходимы более точные сведения об нейтронных долях X_n . В идеале следовало бы провести расчеты выходов не только р-, но также и г-ядер, в едином событии взрыва сверхновой и тем самым попытаться получить одновременно наблюдаемые распространенности s-, г- и р-ядер, то есть согласованные результаты. В таком случае необходимость в параметре M_s отпадет, так как он определится автоматически. Такая согласованность результатов будет являться критерием того, что принятая модель адекватно описывает звездные процессы.

Мы рассматривали синтез р-ядер за счет реакции (γ, n) . Однако, существуют еще несколько интересных возможностей. Например, известно, что во время коллапса ядра звезды возникает мощный поток нейтрино, проходящий наружу через всю звезду (интенсивность потока порядка 10^{46} Дж/с). Можно было бы рассмотреть также и реакцию (ν, n) в качестве кандидата на «благоприятную реакцию» для синтеза р-ядер. Однако, здесь все будет определяться как длительностью нейтринного облучения вещества (сечение вышеуказанной реакции мало), так и его спектром.

Формально еще одна реакция подходит для производства обойденных ядер — это пороговая реакция $(n, 2n)$. Ее сечение достаточно велико (сравнимо с сечением реакции (n, γ) [19]), однако для ее реализации необходимы нейтроны больших энергий (более 10 МэВ). В настоящее время также мало дан-

ных о величине плотности быстрых нейтронов во время взрыва сверхновой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Suess H. E., Urey H. C.* // *Rev. Mod. Phys.* — 1956. — V. 28. — P. 53—74.
2. *Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F.* // *Rev. Mod. Phys.* — 1957. — V. 29. — P. 547—650.
3. *Крамаровский Я. М.* Синтез элементов во Вселенной / Я. М. Крамаровский, В. П. Чечев. — М.: Наука, 1987. — 158 с.
4. *Физика космоса: Маленькая энциклопедия* / Под ред. Р. А. Сюняева. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Советская энциклопедия, 1986. — 783 с.
5. *Ишханов Б. С.* Нуклеосинтез во Вселенной / Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, И. А. Тунынь. — М.: Изд-во МГУ, 1999. — 128 с.
6. *Ленг К.* Астрофизические формулы / К. Ленг: В 2 ч. / Пер. с англ. А. Г. Дорошевича, А. В. Засова, М. Ю. Хлопова; Под ред. Д. К. Надежина и Л. М. Озерного. — М.: Мир, 1978. — Ч. 2. — 384 с.
7. *Rayet M., Prantzos N., Arnould M.* // *Astronomy and Astrophys.* — 1990. — V. 227. — P. 271—281.
8. *Rayet M., Arnould M., Hashimoto M., Prantzos N., Nomoto K.* // *Astronomy and Astrophys.* — 1995. — V. 298. — P. 517—527.
9. *Woosley S. E., Howard W. M.* // *Astrophys. J. Suppl.* — 1978. — V. 36. — P. 285—304.
10. *Домогацкий Г. В., Надежин Д. К.* // *Астроном. журн.* — 1978. — Т. 55. — С. 516—528.
11. *Audouze J., Truran J. W.* // *Astroph. J.* — 1975. — V. 202. — P. 204—213.
12. *Madland D. G., Steward L.* // LA-6783-MS. — 1977.
13. *Копытин И. В., Крыловецкая Т. А.* // *Ядерная физика.* — 1998. — Т. 61, № 9. — С. 1589—1599.
14. *Копытин И. В., Крыловецкая Т. А., Чуракова Т. А.* // *Известия АН. Серия физическая.* — 1999. — Т. 63, № 1. — С. 33—37.
15. *Седов Л. И.* Методы подобия и размерности в механике / Л. И. Седов. — 10-е изд., доп. — М.: Наука, 1981. — 430 с.
16. *Зельдович Я. Б.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. — 2-е изд., доп. — М.: Наука, 1966. — 686 с.
17. *Бисноватый-Коган Г. С.* Физические вопросы теории звездной эволюции / Г. С. Бисноватый-Коган. — М.: Наука, 1989. — 488 с.
18. <http://www-phys.lnl.gov/Research/RRSN>.
19. *Сечения пороговых реакций: Справочник* / В. М. Бычков, В. Н. Манохин, А. Б. Пащенко, В. И. Пляскин. — М.: Энергоиздат, 1982. — 217 с.