

## БЕТА-РАСПАДНЫЙ ЗАКОН В ИЗОБАРНОЙ ТРИАДЕ И СИНТЕЗ $p$ -ЭЛЕМЕНТОВ В СИЛЬНО НАГРЕТОМ ВЕЩЕСТВЕ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД

И. В. Копытин<sup>1</sup>, А. С. Корнев<sup>1</sup>, Имад А. Хуссейн<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

<sup>2</sup> Мосульский университет, Мосул, Ирак

Поступила в редакцию 02.07.2013 г.

**Аннотация:** предложена модель процесса синтеза  $p$ -изотопов в веществе массивных звезд и рассчитаны их распространенности. Для  $\beta$ -распадной цепочки, приводящей к  $p$ -ядру и состоящей из двух стабильных четно-четных ядер и промежуточного мультибета-распадного нечетно-нечетного ядра, при расчете распространенностей решается система кинетических уравнений. Впервые в этих расчетах учитываются одновременно все типы термических  $\beta$ -переходов (электронные, позитронные,  $K$ -захват) и ядерный фотобета-распад. Для вышеуказанной цепочки получен закон радиоактивного распада. Исследованы этапы высокотемпературного горения кислородного и кремниевого слоев в массивной звезде. Установлено, что за время горения наблюдаемые “солнечные” распространенности могут быть получены для 20 из 33  $p$ -ядер.

**Ключевые слова:** высокотемпературное поле, бета-распад, электронный захват, фотобета-распад, скорость бета-распада, кинетические уравнения, массивная звезда, синтез ядер,  $p$ -изотоп, распространенность.

**Abstract:** the model of the  $p$ -isotope synthesis in massive star matter is suggested and their abundances are calculated. For a beta decay chain reducing to  $p$  nucleus and consisting of two even-even stable nuclei and intermediate multibeta decaying odd-odd nucleus the system of kinetic equations for the abundances is solved. It is for the first time that in these calculations all modes of thermal beta transitions (electron decay, positron decay and  $K$ -capture) and nuclear photobeta decay are taken into account. The stages of high-temperature combustion of the oxygen and silicon layers in the massive star are researched. It is determined that during the combustion the observed “solar” abundances of 20  $p$ -nuclei out of the 33  $p$ -nuclei may be obtained.

**Keywords:** high temperature field, beta decay, electron capture, photobeta decay, beta-decay rate, kinetic equations, massive star, nuclear synthesis,  $p$ -isotope, abundance.

### ВВЕДЕНИЕ

Недавно в работах [1–3] нами было продемонстрировано, что не все возможности решения проблемы синтеза  $p$ -ядер на квазиравновесных этапах эволюции массивных звезд были ранее исчерпаны. Так, в [1, 2] эффект ускорения за счет нагрева среды сильно заторможенных естественных бета-распадов ядер  $^{113}\text{Cd}$  и  $^{115}\text{In}$  позволил получить наблюдаемые распространенности нечетных  $p$ -ядер  $^{113}\text{In}$  и  $^{115}\text{Sn}$ . Примечательно, что такого результата можно было

достигнуть даже на относительно “холодном” этапе горения гелиевого слоя в массивной звезде.

В [2] был исследован процесс стимулирования интенсивным электромагнитным полем с планковским спектром частот бета-распада стабильных четно-четных изотопов  $^{92,94}\text{Zr}$  и  $^{96,98}\text{Mo}$ . В сильно нагретой среде за счет термических и фотобета-переходов удается преодолеть энергетический порог для бета-распадов  $^{92}\text{Zr} \rightarrow ^{92}\text{Nb}$ ,  $^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Nb}$ ,  $^{96}\text{Mo} \rightarrow ^{96}\text{Tc}$ ,  $^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Tc}$  и получить дочерние нечетно-нечетные изотопы  $^{92,94}\text{Nb}$  и  $^{96,98}\text{Tc}$ . Собственно наличие энергетического порога для указанных бета-переходов и делает материнские четно-четные ядра стабильными. Изотопы  $^{92,94}\text{Nb}$  и  $^{96,98}\text{Tc}$  – мультибета-распадные, т.е. для них возможны естественные как обратный бета-распад (позитронный и (или) электронный захват), так и электронный бета-распад. В последнем случае это бета-переходы  $^{92}\text{Nb} \rightarrow ^{92}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Nb} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Tc} \rightarrow ^{96}\text{Ru}$  и  $^{98}\text{Tc} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$ . Они примечательны тем, что в них дочерние изотопы  $^{92,94}\text{Mo}$  и  $^{96,98}\text{Ru}$  – это  $p$ -ядра, которые еще называются и “проблемными” [4]. Для них наблюдаемые распространенности не получались в моделях нуклеосинтеза, исследующих как квазиравновесные, так и взрывные этапы эволюции массивных звезд. Однако, как было показано в [2], комплексное рассмотрение всех типов бета-распада, стимулированного или усиленного сильным нагревом среды, в цепочках  $^{92}\text{Zr} \rightleftharpoons ^{92}\text{Nb} \rightarrow ^{92}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Zr} \rightleftharpoons ^{94}\text{Nb} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Mo} \rightleftharpoons ^{96}\text{Tc} \rightarrow ^{96}\text{Ru}$  и  $^{98}\text{Mo} \rightleftharpoons ^{98}\text{Tc} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$  позволяет объяснить происхождение, по крайней мере, двух “проблемных”  $p$ -изотопов из четырех. Это  $p$ -ядра  $^{94}\text{Mo}$  и  $^{98}\text{Ru}$ . Для них термин “проблемные” теряет смысл, так как они могут получиться в “солнечных” пропорциях на “горячей” стадии горения кислорода в массивной звезде.

Исследования, проведенные в [2], дали два главных результата. Первый – это то, что термический бета- и фотобета-распады в цепочках  $(A, Z) \rightleftharpoons (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$ , включающих два стабильных четно-четных ядра  $(A, Z)$ ,  $(A, Z+2)$  и мультибета-распадное нечетно-нечетное ядро  $(A, Z+1)$ , позволяет преодолеть энергетический порог в первом звене ( $A$  и  $Z$  – массовое и зарядовое числа). Именно он прерывает цепочку естественных бета-переходов в ходе  $s$ -процесса и мешает синтезу  $p$ -ядер  $(A, Z+2)$  на квазиравновесных этапах эволюции массивных звезд. И второй – именно комплексное рассмотрение всех типов бета-распада в триаде  $(A, Z)$ ,  $(A, Z+1)$  и  $(A, Z+2)$  позволило получить наблюдаемые распространенности даже для “проблемных”  $p$ -ядер, пусть и не для всех.

В работе [3] модель, использованная для расчета распространенностей  $p$ -изотопов  $^{92,94}\text{Mo}$  и  $^{96,98}\text{Ru}$ , была применена для изучения возможности получения наблюдаемых распространенностей всех известных 33  $p$ -элементов. Выяснилось, что для 19  $p$ -ядер действительно можно этого достигнуть. Оказалось, что температур “ядерного” масштаба величины  $((2 \div 3) \times 10^9 \text{ K}$ , или около  $(200 \div 300) \text{ кэВ}$  в энергетических единицах), которые имеют место во время горения кислородного слоя в массивной звезде, достаточно для решения поставленной задачи. Такой результат был получен впервые для квазиравновесных этапов, и он стимулирует дальнейшее развитие предложенной в работах [2, 3] модели.

Мы не будем в настоящей работе делать обзор всех подходов, использованных для решения проблемы происхождения  $p$ -ядер. Он есть в предыдущей работе [3], где можно с ним и ознакомиться. Цель настоящего исследования – в рамках предложенной в [3] модели процесса синтеза  $p$ -ядер усовершенствовать способ расчета их распространенностей, применив систему кинетических уравнений для бета-распадной цепочки  $(A, Z) \rightleftharpoons (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$ . В [3] при расчете распространенности  $p$ -ядер  $(A, Z+2)$  на первом этапе находились распространенности мультибета-распадных ядер  $(A, Z+1)$ . При этом за основу брались распространенности праматеринских стабильных ядер  $(A, Z)$  и использовался известный закон радиоактивного распада. Полученный результат на втором этапе умножался на коэффициент ветвления для

ядер  $(A, Z+1)$ , определяющий долю электронного бета-распада  $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$  в полной скорости их распада. Прямое решение системы кинетических уравнений для бета-распадной цепочки  $(A, Z) \rightleftharpoons (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$  позволит получить закон радиоактивного распада в триаде  $(A, Z)$ ,  $(A, Z+1)$ ,  $(A, Z+2)$  и выяснить границы применимости схем расчета распространенностей в работе [3] и в других работах на эту тему.

## 1. ИСХОДНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МОДЕЛИ ПРОЦЕССА СИНТЕЗА $p$ -ИЗОТОПОВ ПО БЕТА-РАСПАДНЫМ КАНАЛАМ

Итак, будем рассматривать цепочку бета-распадов  $(A, Z) \rightleftharpoons (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$ . В ней конечные ядра  $(A, Z+2)$  – это четно-четные  $p$ -ядра, а исходные – бета-стабильные четно-четные ядра  $(A, Z)$ , которые, как было показано в [3], в сильно нагретой среде становятся бета-активными. Промежуточное ядро  $(A, Z+1)$  является мультибета-распадным. Это означает, что имеют место его  $\beta^+$ -распад и электронный захват, осуществляющие бета-переход  $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z)$ , а также  $\beta^-$ -распад  $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$ . В некоторых случаях в земных условиях доля  $\beta^-$ -распада может быть незначительна, однако в сильно нагретой среде она заметно увеличивается.

Сформулируем исходные положения предлагаемой модели процесса синтеза  $p$ -ядер.

1. Триада ядер  $(A, Z)$ ,  $(A, Z+1)$  и  $(A, Z+2)$  рассматривается как изолированная.
2. В цепочке  $(A, Z) \rightleftharpoons (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$  учитываются только бета-процессы, причем всех типов, стимулированные, как в случае стабильных ядер  $(A, Z)$ , или интенсифицированные, как в остальных случаях, высокотемпературным полем среды.
3. Для расчета распространенностей ядер  $(A, Z)$ ,  $(A, Z+1)$  и  $(A, Z+2)$  используется система кинетических уравнений.
4. В качестве начальных данных берутся “солнечные”, т.е. наблюдаемые в Солнечной системе, распространенности стабильных четно-четных ядер  $(A, Z)$  (это праматеринские ядра в указанной бета-распадной цепочке), а ориентиром являются “солнечные” распространенности четно-четных  $p$ -ядер  $(A, Z+2)$ .
5. Принимается, что температура среды остается постоянной на всем протяжении этапа синтеза нуклидов.

Основная цель расчетов – показать, что при комплексном подходе возможно накопление  $p$ -ядер в значимых количествах на квазиравновесных этапах эволюции массивных звезд с относительно высокой температурой вещества. Как и в работе [3], в нагретой до температуры  $T$  среде будем рассчитывать полные скорости всех типов бета-распадов, рассматривая бета-переходы и фотобета-переходы из возбужденных ядерных состояний. При этом будут отбираться, главным образом, только бета-переходы разрешенного типа (во всех рассмотренных случаях это условие оказывается выполнимым). В [3] также приведены формулы для расчета полных и парциальных скоростей для всех типов бета-процессов, реализуемых в бета-распадной цепочке  $(A, Z) \rightleftharpoons (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$  в высокотемпературном поле вещества массивной звезды.

## 2. УРАВНЕНИЯ МОДЕЛИ И ИХ РЕШЕНИЕ

Для получения уравнений предлагаемой модели нам потребуются полные скорости всех  $\beta$ -процессов в цепочке прямых и обратных распадов  $(A, Z) \rightleftharpoons (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$ . В обозначениях работы [3] введем суммарные полные скорости бета-переходов  $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)$ ,  $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z)$  и  $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$ . В первом случае имеем дело с электронным

бета-распадом праматеринского ядра  $(A, Z)$ :

$$\lambda_{tot}(T) \equiv \lambda_1 = \lambda_{\beta^-} [(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1); T] + \lambda_{\gamma\beta^-} [(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1); T]. \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое справа — полная скорость термического электронного бета-распада ядра  $(A, Z)$ , второе — полная скорость его электронного фотобета-распада. Напомним, что бета-переход называется термическим, если он идет из возбужденного состояния материнского ядра в основное или возбужденное состояния дочернего ядра. Фотобета-распад — эндотермический процесс, когда за счет энергии фотона теплового поля возможен бета-переход из основного или возбужденных состояний материнского ядра в более высокие по энергии состояния дочернего ядра. В обоих случаях оба указанных процесса могут происходить только в среде, нагретой до температуры  $T$ .

Бета-переход  $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z)$  осуществляется путем позитронного бета-распада и электронного захвата. Поэтому соответствующая суммарная полная скорость будет иметь вид:

$$\lambda_{tot}^{(+)}(T) \equiv \lambda_2 = \lambda_{\beta^+} [(A, Z + 1) \rightarrow (A, Z); T] + \lambda_{\epsilon_K} [(A, Z + 1) \rightarrow (A, Z); T]. \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое справа — полная скорость термического позитронного бета-распада мультибета-распадного ядра  $(A, Z + 1)$ , второе — его полная скорость термического электронного  $K$ -захвата (мы будем рассматривать только  $K$ -захват как наиболее интенсивный).

Наконец, как и в первом случае, бета-переход  $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$  является электронным, и его суммарная полная скорость будет иметь вид:

$$\lambda_{tot}^{(-)}(T) \equiv \lambda_3 = \lambda_{\beta^-} [(A, Z + 1) \rightarrow (A, Z + 2); T] + \lambda_{\gamma\beta^-} [(A, Z + 1) \rightarrow (A, Z + 2); T]. \quad (3)$$

Здесь первое слагаемое справа — полная скорость термического электронного бета-распада мультибета-распадного ядра  $(A, Z + 1)$ , второе — полная скорость его электронного фотобета-распада. Способы расчета всех вышеперечисленных скоростей описаны в нашей предыдущей работе [3] и там же приведены все необходимые для расчетов формулы.

Будем считать, что в начальный момент времени  $t=0$  распространенность  $N((A, Z); t) \equiv N_1(t)$  праматеринских ядер  $(A, Z)$  была  $N_0$ , а распространенности  $N((A, Z + 1); t) \equiv N_2(t)$  мультираспадных ядер  $(A, Z + 1)$  и  $N((A, Z + 2); t) \equiv N_3(t)$   $p$ -ядер  $(A, Z + 2)$  были равны нулю. Это будут начальные условия для системы кинетических уравнений, определяющей накопление  $p$ -ядер  $(A, Z + 2)$  к моменту  $t$ . Ее можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1(t) + \lambda_2 N_2(t); \\ \frac{dN_2}{dt} &= \lambda_1 N_1(t) - (\lambda_2 + \lambda_3) N_2(t); \\ \frac{dN_3}{dt} &= \lambda_3 N_2(t). \end{aligned} \quad (4)$$

Эту систему уравнений можно, конечно, решать численно, однако она допускает и аналитическое решение. В конечном итоге интерес представляет величина  $N_3(t)$ . В итоге ее, используя стандартную технику решения системы дифференциальных уравнений первого порядка с постоянными коэффициентами, можно представить в виде

$$N_3(t) = N_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2} [\exp(-\chi_+ t/2) + \exp(-\chi_- t/2)] - \frac{\lambda_{123}}{\chi} \sinh(\chi t/2) \exp(-\lambda_{123} t/2) \right\}. \quad (5)$$

Здесь введены обозначения:

$$\chi = (\lambda_{123}^2 - 4\lambda_1\lambda_3)^{1/2}; \chi_{\pm} = \lambda_{123} \pm \chi; \lambda_{123} = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3. \quad (6)$$

Формула (5) определяет закон радиоактивного распада в бета-распадной цепочке  $(A, Z) \rightleftharpoons (A, Z + 1) \rightarrow (A, Z + 2)$ . Она позволяет найти отношение распространенностей  $p$ - и праматеринского  $s$ - или  $r$ -ядер, задавая продолжительность изучаемого этапа  $\tau$ , температуру  $T$  и другие параметры среды, необходимые при расчете полных скоростей всех бета-процессов, входящих в формулы (1)-(3). В итоге для этого отношения окончательно получаем:

$$N_3(\tau)/N_0 = 1 - \frac{1}{2}[\exp(-\chi_+\tau/2) + \exp(-\chi_-\tau/2)] - \frac{\lambda_{123}}{\chi} \sinh(\chi\tau/2) \exp(-\lambda_{123}\tau/2). \quad (7)$$

Нельзя сказать точно, какой будет концентрация стабильных  $s$ - или  $r$ -ядер к началу рассматриваемого этапа. Ее величина будет зависеть от физических процессов, проходивших в веществе массивной звезды на предыдущих этапах. Однако, сколько бы не было праматеринских  $s$ - или  $r$ -ядер  $(A, Z)$  на данный момент, нагрев среды будет стимулировать их термические бета- и фотобета-распады, ведущие по описанной выше схеме к  $p$ -ядрам  $(A, Z+2)$ . И пропорция их распространенностей, мы надеемся, как раз будет определяться формулой (7). Обычно в практических расчетах принято ориентироваться на величины, наблюдаемые в Солнечной системе.

### 3. ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ МОДЕЛЕЙ, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Формула (7) как более общая позволяет определить границы применимости моделей, использующей в расчетах распространенностей закон радиоактивного распада в отдельных звеньях бета-распадной цепочки  $(A, Z) \rightleftharpoons (A, Z + 1) \rightarrow (A, Z + 2)$ . В ряде работ, исследовавших синтез  $p$ -элементов на квазиравновесных этапах звездной эволюции, для расчета распространенностей применялись выражения, использующие непосредственно закон радиоактивного распада или его упрощенные формы. Так, в работах [2] и [3] аналогом формулы (7) и в ее обозначениях было выражение

$$N_3(\tau)/N_0 = [1 - \exp(-\lambda_1\tau)]\delta(T). \quad (8)$$

Здесь  $\delta(T)$  — коэффициент ветвления, или доля электронного бета-распада в полной скорости распада ядра  $(A, Z+1)$ .

В более ранних работах [5–8] для расчета величины  $N_3(\tau)$  использовалось еще более упрощенное выражение

$$N_3(\tau)/N_0 = \lambda_1\tau\delta(T). \quad (9)$$

Как нетрудно проверить, эта формула может быть получена из (8) при выполнении условия  $\lambda_1\tau \ll 1$ . Если не следить за выполнением этого условия, то величина  $N_3(\tau)$  в каких-то случаях может оказаться больше исходной величины  $N_0$ .

Формула (7) для отношения  $N_3(\tau)/N_0$  является более общей, чем формулы (8) и (9). Она получена из системы кинетических уравнений (4), включающей все типы бета-распадов в цепочке  $(A, Z) \rightleftharpoons (A, Z + 1) \rightarrow (A, Z + 2)$ , начинающейся с праматеринского ядра  $(A, Z)$  и заканчивающейся  $p$ -ядром  $(A, Z + 2)$ . Обратим внимание, что коэффициент ветвления  $\delta(T)$ , фигурирующий в формулах (8) и (9), в формулу (7) вообще явно не входит. В частности, эта формула должна содержать и закон радиоактивного распада, что видно из системы уравнений (4). Он сразу получится, если в ней в первом уравнении оставить справа только первое слагаемое. Из вышесказанного следует, что формулу (7) можно использовать для определения границ применимости выражений (8) и (9), особенно первого. Второе выражение очевидным образом, как упоминалось выше, следует из первого.

Рассмотрим частный случай формулы (7), предполагая выполнение неравенств  $\lambda_1 \ll \lambda_2, \lambda_3$ . В наших расчетах оно почти всегда выполнялось. Тогда в (6) можно положить:

$$\begin{aligned}\chi &\approx \lambda_{123} - 2\lambda_1\lambda_3/\lambda_{123} = \lambda_{123} - 2\lambda_1\delta(T); \\ \chi_+ &\approx 2(\lambda_{123} - \lambda_1\lambda_3/\lambda_{123}) = 2[\lambda_{123} - \lambda_1\delta(T)]; \\ \chi_- &\approx 2\lambda_1\lambda_3/\lambda_{123} = 2\lambda_1\delta(T); \\ \lambda_{123} &\approx \lambda_2 + \lambda_3.\end{aligned}$$

Здесь коэффициент ветвления имеет вид:  $\delta(T) = \lambda_3/\lambda_{123} \approx \lambda_3/(\lambda_2 + \lambda_3)$ . Его величина не превышает единицу, но в ряде случаев может быть и заметно меньше. С учетом приведенных соотношений из формулы (7) получим

$$N_3(\tau)/N_0 \approx 1 - \exp[-\lambda_1\delta(T)\tau]. \quad (10)$$

Сравним формулы (8) и (10). Как видно, в формуле (10) коэффициент  $\delta(T)$  входит в показатель экспоненты. По сути, это уточненное приближенное выражение для закона радиоактивного распада в триаде  $(A, Z)$ ,  $(A, Z+1)$  и  $(A, Z+2)$ . В этом случае цепочка  $\beta$ -переходов  $(A, Z) \rightleftharpoons (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$  включает не только распад праматеринского ядра  $(A, Z)$ , но учитывает и мультибета-распады ядра  $(A, Z+1)$ , в том числе и обратный бета-переход  $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z)$ . В выражении (8) коэффициент ветвления  $\delta(T)$  стоит просто в виде множителя. Если величина  $\delta(T)$  будет близка к единице, различие результатов по формулам (8) и (10) не будет большим. При невыполнении этого условия формулы (8) и (10) могут давать заметно различающиеся результаты.

Есть ситуация, когда результаты расчетов по формулам (8) и (10) будут практически совпадать. Возможны два варианта: либо величина  $\lambda_1\tau \ll 1$ , либо это условие не выполняется, но коэффициент ветвления  $\delta(T)$  мал, и величина  $\lambda_1\delta(T)\tau \ll 1$ . Как легко проверить, в обоих случаях формула (10) принимает упрощенный вид (9). Следовательно, неравенства  $\lambda_1\tau \ll 1$  или  $\lambda_1\delta(T)\tau \ll 1$  являются условиями получения приближенного выражения (9) из уже упрощенной формулы радиоактивного распада (10). В следующем разделе при расчете распространенностей  $p$ -ядер будут рассмотрены конкретные примеры выполнения вышеуказанных приближений.

#### 4. ПРОЦЕСС СИНТЕЗА $p$ -ЯДЕР НА КВАЗИРАВНОВЕСНЫХ ЭТАПАХ ЭВОЛЮЦИИ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД

В эволюции массивной звезды есть два квазиравновесных этапа, на которых максимальная температура может достигать “ядерных” величин в 0.3 МэВ (стадия горения кислородного слоя) и 0.5 МэВ (стадия горения кремния). Соответственно для этих стадий по формуле (7) были рассчитаны распространенности всех  $p$ -ядер. В диапазоне массовых чисел от 74 до 196 для всех бета-распадных цепочек  $(A, Z) \rightleftharpoons (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$  полные скорости бета-процессов, входящие в формулы (1)-(3), были рассчитаны ранее нами в [3].

**Стадия горения кислородного слоя.** В таблице 1 представлены результаты расчетов по формуле (7) распространенностей всех 33  $p$ -ядер для стадии горения кислорода (его длительность  $\tau$  составляет примерно 5 месяцев [9]). Как говорилось ранее, в этом случае температура вещества достигает  $(2 \div 3)T_9$ , что примерно соответствует 200 ÷ 300 кэВ в энергетических единицах (используется стандартное обозначение  $T_n = 10^n$  К). Как и в [3], экспериментальные данные о характеристиках изотопов брались из [10] и выбирались такие интервалы энергий возбужденных состояний у ядер триад “праматеринское ядро–мультибета-распадное ядро– $p$ -ядро”, указанных в таблице 1, чтобы имелось несколько бета-переходов разрешенного типа.

Анализ данных таблицы 1 показывает, что для 20  $p$ -изотопов из 33 их наблюдаемые распространности вполне могут быть получены за время горения кислородного слоя. Это изотопы  $^{74}\text{Se}$ ,  $^{80}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Sr}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{98}\text{Ru}$ ,  $^{102}\text{Pd}$ ,  $^{106,108,110}\text{Cd}$ ,  $^{114}\text{Sn}$ ,  $^{120}\text{Te}$ ,  $^{126}\text{Xe}$ ,  $^{132}\text{Ba}$ ,  $^{138}\text{Ce}$ ,  $^{152}\text{Gd}$ ,  $^{158}\text{Dy}$ ,  $^{164}\text{Er}$ ,  $^{168}\text{Yb}$ ,  $^{174}\text{Hf}$  и  $^{180}\text{W}$  (в таблице 1 соответствующие им результаты расчетов выделены жирным шрифтом). Для оставшихся 13 нуклидов, по-видимому, бета-распадный механизм в процессах их синтеза по рассматриваемой схеме заметной роли не играет. Правда, последнее заключение является предварительным. Его необходимо еще проверить, исследовав роль электронного  $K$ -захвата, который в сильно нагретой среде подавлен. В данных расчетах это пока не учитывалось. Из-за ионизации атомных оболочек относительный вклад электронного  $\beta$ -перехода  $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$  при расчете распространностей  $p$ -ядер  $(A, Z+2)$  по формуле (7) в некоторых случаях мог быть сильно занижен.

Отметим, что в ряде случаев, как и в [3], рассчитанные распространности превосходят наблюдаемые, причем иногда значительно. По нашему мнению, данное обстоятельство не играет существенной роли. Дело в том, что при расчете бета-распадных скоростей использовалась максимальная по величине оценка ядерных матричных элементов, соответствующая значению  $\lg f_0 t_{1/2} = 4.0$ . Если же с учетом сложности ядерных состояний взять за основу, возможно, более адекватную цифру 5.5, то приведенные в таблице 1 теоретические распространности следовало бы уменьшить в 32 раза. Если же выбирать величину  $\lg f_0 t_{1/2}$  из интервала 4.0-5.5, то их соответственно следует делить на коэффициент от 1 до 32. Немаловажно и то, что в расчетах температура среды принималась неизменной на всем протяжении всего этапа, тогда как ее, например, уменьшение сильно отражается на скоростях бета-процессов (сравни колонки 1 и 2 в таблице 1). Еще можно отметить, что расчеты ориентированы на наблюдаемые в настоящее время распространности праматеринских  $(A, Z)$  и  $p$ -ядер  $(A, Z+2)$ , которые на стадии горения кислородного слоя могли бы быть несколько другими.

Сравнение результатов расчетов распространностей  $p$ -изотопов, выполненных в настоящем исследовании по точной формуле (7) и по приближенной формуле (8) в работе [3], показывает, что они практически полностью совпадают. Исключением будет только результат для триады  $^{106}\text{Pd}$ ,  $^{106}\text{Ag}$ ,  $^{106}\text{Cd}$ . Как оказалось, для электронного  $\beta$ -перехода  $^{106}\text{Pd} \rightarrow ^{106}\text{Ag}$  величина  $\lambda_1 \tau > 1$ . Следовательно, одно из основных условий  $\lambda_1 \tau \ll 1$  в этом случае не выполняется. В результате для распространности  $p$ -ядра  $^{106}\text{Cd}$  получились сильно различающиеся величины: 0.060 для температуры  $T=2T_9$  и 0.355 для температуры  $T=3T_9$  (таблица 1) и соответственно  $8.0 \times 10^{-4}$  и  $7.2 \times 10^{-4}$  в работе [3] (в обоих случаях рассматривался этап кислородного горения). Как следствие, в настоящем исследовании изотоп  $^{106}\text{Cd}$  вошел в число 20  $p$ -ядер, распространности которых могут быть получены в рамках предложенной модели (без учета ионизации  $K$ -оболочек). В работе [3] он туда не попал, и поэтому таких ядер там было 19. В отдельных случаях и результаты работы [5], полученные по формуле (9), могут быть ошибочными, поскольку для некоторых рассмотренных там изотопов условия применимости этой формулы тоже не выполняются.

**Стадия горения кремниевого слоя.** Некоторое количество  $p$ -изотопов дополнительно может быть синтезировано аналогичным образом на следующей стадии эволюции массивной звезды – этапе горения кремния. Хотя она относительно короткая, всего одни сутки, как уже отмечалось, вещество звезды может разогреться еще сильнее – до температуры  $5T_9$ , или около 500 кэВ в энергетических единицах [9]. По той же схеме, как и выше, был рассмотрен процесс синтеза всех 33-х  $p$ -ядер для стадии горения кремния и проведен расчет их распространностей  $N_3(A, Z+2)$  для максимального значения температуры  $5T_9$  и длительности этапа в одни сутки. Для начальных распространностей  $N_0(A, Z)$  праматеринских ядер использовались опять “солнечные” значения. Результаты расчетов представлены в таблице 2.

Для сравнения там же для максимального значения температуры  $3T_9$  приведены распространенности  $p$ -ядер, рассчитанные выше для этапа горения кислорода и с теми же величинами  $N_0(A, Z)$  (таблица 1).

Сравнение теоретических распространенностей, полученных для этапов кислородного и кремниевого горения, показывает, что к концу этапов выходы  $p$ -ядер в обоих случаях практически сравнимы по величине. Как ранее было видно из таблицы 1, для 13  $p$ -ядер из 33-х синтез по бета-распадному каналу на этапе кислородного горения не был эффективным. Это изотопы  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Ru}$ ,  $^{112}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Xe}$ ,  $^{130}\text{Ba}$ ,  $^{136}\text{Ce}$ ,  $^{144}\text{Sm}$ ,  $^{156}\text{Dy}$ ,  $^{162}\text{Er}$ ,  $^{184}\text{Os}$ ,  $^{190}\text{Pt}$ ,  $^{196}\text{Hg}$  (в таблице 2 результаты расчетов для них выделены жирным шрифтом). Для них рассчитанные распространенности на порядки отличаются по величине от “солнечных”. Учет возможности их дополнительного синтеза на этапе горения кремния, как это следует и из таблицы 2, это расхождение, не устраняет, хотя оно несколько уменьшается. Исключение составляет только изотоп  $^{196}\text{Hg}$ , для которого суммарная величина распространенности становится лишь в 3 раза меньше наблюдаемой.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обсудим результаты, полученные в данном исследовании. Их анализ показывает, что синтез большинства  $p$ -изотопов (20 из 33) возможен на квазиравновесных этапах эволюции массивных звезд с нагревом вещества до “ядерных” температур. Это вполне могут быть этапы горения кислорода и кремния. Такой значимый результат получен впервые. То, что раньше подходы к проблеме синтеза  $p$ -ядер по бета-распадным каналам не давали хороших количественных результатов, объясняется, на наш взгляд, отсутствием комплексного подхода. Именно рассмотрение всех типов  $\beta$ -распада по всей цепочке переходов  $(A, Z) \rightleftharpoons (A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$ , стартующей со стабильного ядра, и полный учет их интенсификации в сильно нагретом веществе звезды обеспечили возможность получения наблюдаемых распространенностей для большинства  $p$ -изотопов. Во всяком случае, цепочка кинетических уравнений, решаемых в стандартной теории нуклеосинтеза при расчете распространенностей  $s$ -ядер, которыми в нашей модели являются исходные ядра  $(A, Z)$ , вполне могла бы быть продолжена до  $p$ -ядер  $(A, Z+2)$ . Тогда не потребовалось бы большинство  $p$ -изотопов выделять в отдельную категорию “обойденных”.

Нагрев звездного вещества до “ядерных” температур особенно необходим для первого этапа – преодоления энергетического порога. Как оказалось, для этого достаточно температур, достигаемых уже при горении кислородного слоя в массивной звезде. При этом  $\beta$ -распад стабильных в обычных условиях ядер в большинстве случаев оказывается довольно интенсивным, о чем могут свидетельствовать периоды полураспада этих ядер  $T_{1/2}(T)$ . Их можно рассчитать, зная полные скорости электронного бета-распада  $\lambda_{tot}(T)$  (смотри формулу (1)):  $T_{1/2}(T) = \ln 2 / \lambda_{tot}(T)$ . Расчет для температур среды  $T = 3T_9$  (стадия горения кислорода) и  $5T_9$  (стадия горения кремния) показывает, что в большинстве случаев они имеют величины, характерные для разрешенных и однократно запрещенных бета-переходов. Иными словами, они не сильно отличаются от периодов полураспада многих изотопов, естественно активных в земных условиях.

Если же рассмотреть более холодный этап – горение гелия ( $T = (2 \div 3)T_8$ ), то, несмотря на его большую продолжительность –  $10^5$  лет, интенсификация  $\beta$ -распада стабильных ядер тепловым полем звезды оказывается слишком малой и не приводит к заметному выходу  $p$ -ядер. Даже при горении кислородного слоя минимальной температуры  $2T_9$  не всегда хватает для получения  $p$ -ядер в необходимой пропорции к праматеринским ядрам, как это видно из таблицы 1.

Таблица 1. Величины распространенностей  $p$ -ядер ( $1 - T = 2T_9$ ,  $2 - T = 3T_9$ ). Использовались величины параметров:  $\tau = 5$  мес.,  $\langle f_0 t_{1/2} \rangle_0 = 10^4$  с. Экспериментальные данные (“солнечные распространенности”) брались из [11] (они нормированы к  $N(S_i) = 10^6$ ).

ПраMAT. ядро (A, Z)	Матер. ядро (A, Z + 1) (мульти-распадн.)	$p$ -ядро (A, Z + 2)	“Солнечные” распростран. праматер. ядер $N(A, Z)$ exper.	“Солнечные” распростран. $p$ -ядер $N(A, Z + 2)$ exper.	Распростр. $p$ -ядер $N(A, Z + 2)$ теория	
					1	2
$^{74}_{32}\text{Ge}$	$^{74}_{33}\text{As}$	$^{74}_{34}\text{Se}$	42.8	<b>0.580</b>	$2.5 \cdot 10^{-3}$	<b>0.705</b>
$^{78}_{34}\text{Se}$	$^{78}_{35}\text{Br}$	$^{78}_{36}\text{Kr}$	15.8	0.146	$1.1 \cdot 10^{-7}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$
$^{80}_{34}\text{Se}$	$^{80}_{35}\text{Br}$	$^{80}_{36}\text{Kr}$	33.4	<b>0.940</b>	<b>0.970</b>	<b>30.6</b>
$^{84}_{36}\text{Kr}$	$^{84}_{37}\text{Rb}$	$^{84}_{38}\text{Sr}$	23.5	<b>0.128</b>	$5.6 \cdot 10^{-4}$	<b>0.523</b>
$^{92}_{40}\text{Zr}$	$^{92}_{41}\text{Nb}$	$^{92}_{42}\text{Mo}$	2.05	0.634	$4.5 \cdot 10^{-6}$	$3.2 \cdot 10^{-3}$
$^{94}_{40}\text{Zr}$	$^{94}_{41}\text{Nb}$	$^{94}_{42}\text{Mo}$	2.09	<b>0.361</b>	<b>2.08</b>	<b>2.06</b>
$^{96}_{42}\text{Mo}$	$^{96}_{43}\text{Tc}$	$^{96}_{44}\text{Ru}$	0.661	0.105	$1.4 \cdot 10^{-10}$	$5.1 \cdot 10^{-7}$
$^{98}_{42}\text{Mo}$	$^{98}_{43}\text{Tc}$	$^{98}_{44}\text{Ru}$	0.951	<b>0.036</b>	<b>0.109</b>	<b>0.729</b>
$^{102}_{44}\text{Ru}$	$^{102}_{45}\text{Rh}$	$^{102}_{46}\text{Pd}$	0.601	<b>0.013</b>	$1.5 \cdot 10^{-4}$	<b>0.025</b>
$^{106}_{46}\text{Pd}$	$^{106}_{47}\text{Ag}$	$^{106}_{48}\text{Cd}$	0.355	<b>0.019</b>	<b>0.060</b>	<b>0.355</b>
$^{108}_{46}\text{Pd}$	$^{108}_{47}\text{Ag}$	$^{108}_{48}\text{Cd}$	0.347	<b>0.014</b>	$1.6 \cdot 10^{-3}$	<b>0.071</b>
$^{110}_{46}\text{Pd}$	$^{110}_{47}\text{Ag}$	$^{108}_{48}\text{Cd}$	0.154	<b>0.020</b>	<b>0.153</b>	<b>0.153</b>
$^{112}_{48}\text{Cd}$	$^{112}_{49}\text{In}$	$^{112}_{50}\text{Sn}$	0.373	0.036	$7.4 \cdot 10^{-6}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$
$^{114}_{48}\text{Cd}$	$^{114}_{49}\text{In}$	$^{114}_{50}\text{Sn}$	0.447	<b>0.024</b>	<b>0.143</b>	<b>0.368</b>
$^{120}_{50}\text{Sn}$	$^{120}_{51}\text{Sb}$	$^{120}_{52}\text{Te}$	1.22	$5.8 \cdot 10^{-3}$	$9.1 \cdot 10^{-6}$	$3.6 \cdot 10^{-3}$
$^{124}_{52}\text{Te}$	$^{124}_{53}\text{I}$	$^{124}_{54}\text{Xe}$	0.299	$7.4 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-10}$	$4.5 \cdot 10^{-7}$
$^{126}_{52}\text{Te}$	$^{126}_{53}\text{I}$	$^{126}_{54}\text{Xe}$	1.22	$6.7 \cdot 10^{-3}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$	<b>0.290</b>
$^{130}_{54}\text{Xe}$	$^{130}_{55}\text{Cs}$	$^{130}_{56}\text{Ba}$	0.250	$4.8 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-8}$	$1.5 \cdot 10^{-5}$
$^{132}_{54}\text{Xe}$	$^{132}_{55}\text{Cs}$	$^{132}_{56}\text{Ba}$	1.52	$4.7 \cdot 10^{-3}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$	<b>0.186</b>
$^{136}_{56}\text{Ba}$	$^{136}_{57}\text{La}$	$^{136}_{58}\text{Ce}$	0.375	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$	$4.8 \cdot 10^{-5}$
$^{138}_{56}\text{Ba}$	$^{138}_{57}\text{La}$	$^{138}_{58}\text{Ce}$	3.44	$3.0 \cdot 10^{-3}$	<b>0.510</b>	<b>1.52</b>
$^{144}_{60}\text{Nd}$	$^{144}_{61}\text{Pm}$	$^{144}_{62}\text{Sm}$	0.188	$7.4 \cdot 10^{-3}$	$5.4 \cdot 10^{-9}$	$2.3 \cdot 10^{-6}$
$^{152}_{62}\text{Sm}$	$^{152}_{63}\text{Eu}$	$^{152}_{64}\text{Gd}$	0.064	$8.4 \cdot 10^{-4}$	$4.9 \cdot 10^{-4}$	<b>0.023</b>
$^{156}_{64}\text{Gd}$	$^{156}_{65}\text{Tb}$	$^{156}_{66}\text{Dy}$	0.086	$1.9 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-8}$	$3.7 \cdot 10^{-6}$
$^{158}_{64}\text{Gd}$	$^{158}_{65}\text{Tb}$	$^{158}_{66}\text{Dy}$	0.104	$3.3 \cdot 10^{-4}$	<b>0.066</b>	<b>0.070</b>
$^{162}_{66}\text{Dy}$	$^{162}_{67}\text{Ho}$	$^{162}_{68}\text{Er}$	0.094	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$4.0 \cdot 10^{-7}$	$3.8 \cdot 10^{-5}$
$^{164}_{66}\text{Dy}$	$^{164}_{67}\text{Ho}$	$^{164}_{68}\text{Er}$	0.104	$3.6 \cdot 10^{-3}$	<b>0.042</b>	<b>0.040</b>
$^{168}_{68}\text{Er}$	$^{168}_{69}\text{Tm}$	$^{168}_{70}\text{Yb}$	0.062	$2.7 \cdot 10^{-4}$	$6.5 \cdot 10^{-7}$	$2.9 \cdot 10^{-4}$
$^{174}_{70}\text{Yb}$	$^{174}_{71}\text{Lu}$	$^{174}_{72}\text{Hf}$	0.064	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$8.6 \cdot 10^{-4}$	$4.8 \cdot 10^{-3}$
$^{180}_{72}\text{Hf}$	$^{180}_{73}\text{Ta}$	$^{180}_{74}\text{W}$	0.060	$4.0 \cdot 10^{-4}$	<b>0.037</b>	<b>0.032</b>
$^{184}_{74}\text{W}$	$^{184}_{75}\text{Re}$	$^{184}_{76}\text{Os}$	0.092	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-10}$	$3.1 \cdot 10^{-8}$
$^{190}_{76}\text{Os}$	$^{190}_{77}\text{Ir}$	$^{190}_{78}\text{Pt}$	0.182	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-8}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$
$^{196}_{78}\text{Pt}$	$^{196}_{79}\text{Au}$	$^{196}_{80}\text{Hg}$	0.357	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-6}$	$6.7 \cdot 10^{-5}$

Таблица 2. Распространенности р-ядер (использовалась величина параметра  $\langle f_0 t_{1/2} \rangle_0 = 10^4$  с). Экспериментальные данные о "солнечных" распространенностях брались из [11] (они нормированы к  $N(Si)=10^6$ ).

Прамат. ядро (A, Z)	р-ядро (A, Z + 2)	$N_0(A, Z)$ экспер.	$N(A, Z+2)$ экспер.	$N(A, Z + 2)$ теория	
				Горение O	Горение Si
				$3 \cdot 10^9$ К; $\tau=5$ мес.	$5 \cdot 10^9$ К; $\tau=1$ сут.
$^{74}_{32}\text{Ge}$	$^{74}_{34}\text{Se}$	42.8	0.580	0.705	0.633
$^{78}_{34}\text{Se}$	$^{78}_{36}\text{Kr}$	15.8	<b>0.146</b>	<b><math>1.7 \cdot 10^{-4}</math></b>	<b><math>6.8 \cdot 10^{-4}</math></b>
$^{80}_{34}\text{Se}$	$^{80}_{36}\text{Kr}$	33.4	0.940	30.6	17.2
$^{84}_{36}\text{Kr}$	$^{84}_{38}\text{Sr}$	23.5	0.128	0.523	0.535
$^{92}_{40}\text{Zr}$	$^{92}_{42}\text{Mo}$	2.05	<b>0.634</b>	<b><math>3.2 \cdot 10^{-3}</math></b>	<b><math>3.1 \cdot 10^{-4}</math></b>
$^{94}_{40}\text{Zr}$	$^{94}_{42}\text{Mo}$	2.09	0.361	2.08	2.08
$^{96}_{42}\text{Mo}$	$^{96}_{44}\text{Ru}$	0.661	<b>0.105</b>	<b><math>5.1 \cdot 10^{-7}</math></b>	<b><math>1.8 \cdot 10^{-6}</math></b>
$^{98}_{42}\text{Mo}$	$^{98}_{44}\text{Ru}$	0.951	0.036	0.729	0.559
$^{102}_{44}\text{Ru}$	$^{102}_{46}\text{Pd}$	0.601	0.013	0.025	$8.3 \cdot 10^{-3}$
$^{106}_{46}\text{Pd}$	$^{106}_{48}\text{Cd}$	0.355	0.019	0.355	0.152
$^{108}_{46}\text{Pd}$	$^{108}_{48}\text{Cd}$	0.347	0.014	0.071	0.014
$^{110}_{46}\text{Pd}$	$^{108}_{48}\text{Cd}$	0.154	0.192	0.153	0.133
$^{112}_{48}\text{Cd}$	$^{112}_{50}\text{Sn}$	0.373	<b>0.036</b>	<b><math>1.7 \cdot 10^{-3}</math></b>	<b><math>1.8 \cdot 10^{-3}</math></b>
$^{114}_{48}\text{Cd}$	$^{114}_{50}\text{Sn}$	0.447	0.024	0.368	0.218
$^{120}_{50}\text{Sn}$	$^{120}_{52}\text{Te}$	1.22	$5.8 \cdot 10^{-3}$	$3.6 \cdot 10^{-3}$	$7.5 \cdot 10^{-3}$
$^{124}_{52}\text{Te}$	$^{124}_{54}\text{Xe}$	0.299	<b><math>7.4 \cdot 10^{-3}</math></b>	<b><math>4.5 \cdot 10^{-7}</math></b>	<b><math>4.0 \cdot 10^{-6}</math></b>
$^{126}_{52}\text{Te}$	$^{126}_{54}\text{Xe}$	1.22	$6.7 \cdot 10^{-3}$	0.290	0.063
$^{130}_{54}\text{Xe}$	$^{130}_{56}\text{Ba}$	0.250	<b><math>4.8 \cdot 10^{-3}</math></b>	<b><math>1.5 \cdot 10^{-5}</math></b>	<b><math>2.4 \cdot 10^{-5}</math></b>
$^{132}_{54}\text{Xe}$	$^{132}_{56}\text{Ba}$	1.52	$4.7 \cdot 10^{-3}$	0.186	0.051
$^{136}_{56}\text{Ba}$	$^{136}_{58}\text{Ce}$	0.375	<b><math>2.3 \cdot 10^{-3}</math></b>	<b><math>4.8 \cdot 10^{-5}</math></b>	<b><math>3.6 \cdot 10^{-5}</math></b>
$^{138}_{56}\text{Ba}$	$^{138}_{58}\text{Ce}$	3.44	$3.0 \cdot 10^{-3}$	1.52	2.81
$^{144}_{60}\text{Nd}$	$^{144}_{62}\text{Sm}$	0.188	<b><math>7.4 \cdot 10^{-3}</math></b>	<b><math>2.3 \cdot 10^{-6}</math></b>	<b><math>1.2 \cdot 10^{-6}</math></b>
$^{152}_{62}\text{Sm}$	$^{152}_{64}\text{Gd}$	0.064	$8.4 \cdot 10^{-4}$	0.023	$8.6 \cdot 10^{-3}$
$^{156}_{64}\text{Gd}$	$^{156}_{66}\text{Dy}$	0.086	<b><math>1.9 \cdot 10^{-4}</math></b>	<b><math>3.7 \cdot 10^{-6}</math></b>	<b><math>2.4 \cdot 10^{-6}</math></b>
$^{158}_{64}\text{Gd}$	$^{158}_{66}\text{Dy}$	0.104	$3.3 \cdot 10^{-4}$	0.070	0.052
$^{162}_{66}\text{Dy}$	$^{162}_{68}\text{Er}$	0.094	<b><math>3.1 \cdot 10^{-4}</math></b>	<b><math>3.8 \cdot 10^{-5}</math></b>	<b><math>1.1 \cdot 10^{-5}</math></b>
$^{164}_{66}\text{Dy}$	$^{164}_{68}\text{Er}$	0.104	$3.6 \cdot 10^{-3}$	0.040	0.039
$^{168}_{68}\text{Er}$	$^{168}_{70}\text{Yb}$	0.062	$2.7 \cdot 10^{-4}$	$2.9 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
$^{174}_{70}\text{Yb}$	$^{174}_{72}\text{Hf}$	0.064	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$4.8 \cdot 10^{-3}$	$8.0 \cdot 10^{-4}$
$^{180}_{72}\text{Hf}$	$^{180}_{74}\text{W}$	0.060	$4.0 \cdot 10^{-4}$	0.032	0.052
$^{184}_{74}\text{W}$	$^{184}_{76}\text{Os}$	0.092	<b><math>1.2 \cdot 10^{-4}</math></b>	<b><math>3.1 \cdot 10^{-8}</math></b>	<b><math>7.2 \cdot 10^{-8}</math></b>
$^{190}_{76}\text{Os}$	$^{190}_{78}\text{Pt}$	0.182	<b><math>1.8 \cdot 10^{-4}</math></b>	<b><math>1.6 \cdot 10^{-6}</math></b>	<b><math>9.9 \cdot 10^{-7}</math></b>
$^{196}_{78}\text{Pt}$	$^{196}_{80}\text{Hg}$	0.357	<b><math>3.1 \cdot 10^{-4}</math></b>	<b><math>6.7 \cdot 10^{-5}</math></b>	<b><math>3.1 \cdot 10^{-5}</math></b>

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Копытин И.В. Термический бета-распад и проблема  $p$ -ядер  $^{113}\text{In}$  и  $^{115}\text{Sn}$  / И.В. Копытин, Т.А. Крыловецкая, Имад А. Хуссейн // Вестник Воронежского государственного университета. Серия: физика, математика. — 2012. — № 1. — С. 34–41.
- [2] Копытин И.В. Роль термического и фотобета-распадов в процессах нуклеосинтеза в массивных звездах “проблемных”  $p$ -ядер  $^{113}\text{In}$ ,  $^{115}\text{Sn}$ ,  $^{92,94}\text{Mo}$ ,  $^{96,98}\text{Ru}$  / И.В. Копытин, Имад А. Хуссейн // Ядерная физика. — 2013. — Т. 76, № 4. — С. 513–525.
- [3] Копытин И.В. Бета-процессы в высокотемпературном поле и синтез  $p$ -элементов в звездах / И.В. Копытин, Имад А. Хуссейн // Вестник Воронежского государственного университета. Серия: физика, математика. — 2013. — № 1. — С. 49–64.
- [4] Бабишов Э.М. Новый подход в исследовании процесса синтеза  $p$ -ядер / Э.М. Бабишов, И.В. Копытин // Ядерная физика. — 2008. — Т. 71. — С. 1234–1239.
- [5] Копытин И.В. Роль термического  $\beta^-$ -распада в синтезе  $p$ -ядер / И.В. Копытин, М.А. Гиршфельд, Э.М. Бабишов, Т.А. Крыловецкая // Вестн. Воронеж. гос. ун-та. Сер.: Физика, математика. — 2006. — № 2. — С. 72–77.
- [6] Arnould M. Importance of the photo-beta process for the synthesis of  $p$ -elements in stellar conditions // Nucl. Phys. — 1967. — V. A100. — P. 657–672.
- [7] Копытин И.В. Реакция фотобета-распада стабильного ядра как основа новой модели процесса синтеза  $p$ -ядер / И.В.Копытин, Т.А.Крыловецкая // Изв. РАН. Сер. физич. — 2000. — Т. 64. — С. 935–941.
- [8] Копытин И.В. Точный учет кулоновского поля при фотобета-распаде ядра и проблема “обойденных” элементов / И.В. Копытин, К.Н. Карелин, А.А. Некипелов // ЯФ. — 2004. — Т. 67. — С. 1455–1467.
- [9] Ишханов Б.С. Нуклеосинтез во Вселенной / Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, И.А. Тутьнь. — М.: Изд. МГУ, 1999. — 128 с.
- [10] Firestone R.V. Table of Isotopes. 8th ed. — CD-ROM Edition, Version 1.0 — 1996.
- [11] Камерон А.Дж.У. Содержание химических элементов и нуклидов в Солнечной системе / А.Дж.У. Камерон // Ядерная астрофизика. Под ред. Ч. Барнса, Д. Клейтона, Д. Шрамма. — М.: Мир, 1986. — С. 33–52.

*Копытин Игорь Васильевич, д.ф.м.н., профессор, зав. кафедрой теоретической физики ВГУ*  
E-mail: *i-kopytin@yandex.ru*  
Тел.: (473)–220–87–56

*Kopytin I.V., Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Head of the Department Theoretical Physics, Voronezh State University*  
E-mail: *i-kopytin@yandex.ru*  
Tel.: (473)–220–87–56

*Корнев Алексей Станиславович, д.ф.м.н., доцент, профессор кафедры ядерной физики ВГУ*  
E-mail: *a-kornev@yandex.ru*  
Тел.: (473)–220–87–56

*Kornev A.S., Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Associated Professor, Professor of the Department Nuclear Physics, Voronezh State University*  
E-mail: *a-kornev@yandex.ru*  
Tel.: (473)–220–87–56

*Хуссейн Имад Ахмад, аспирант кафедры  
теоретической физики ВГУ  
E-mail: imad\_ahmad2003@yahoo.com  
Тел.: (473)-220-87-56*

*Hussain Imad A., Postgraduate Student of  
the Department Theoretical Physics, Voronezh  
State University  
E-mail: imad\_ahmad2003@yahoo.com  
Tel.: (473)-220-87-56*