

# ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СКОРОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКОГО НУКЛЕОСИНТЕЗА ПЕРЕД ОБРАЗОВАНИЕМ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗРАСТА ВСЕЛЕННОЙ

© 2019 г. И. В. Панов<sup>1), 2), 3)\*</sup>, Ю. С. Лютостанский<sup>3)</sup>, М. Эйхлер<sup>4)</sup>

Поступила в редакцию 13.07.2018 г.; после доработки 13.07.2018 г.; принята к публикации 13.07.2018 г.

Исследована зависимость области допустимых значений (ОДЗ) уран-ториевых изотопных отношений от величины кратковременного изменения скорости нуклеосинтеза перед образованием Солнечной системы. В рамках теории галактического нуклеосинтеза рассмотрена дополнительная ОДЗ, связанная с наличием изотопа  $^{244}\text{Pu}$ , и ее влияние на расчет возраста Вселенной —  $T_U$ . Обсуждается размер ОДЗ и его зависимость от кратковременного ускорения образования тяжелых элементов (всплеска нуклеосинтеза) перед образованием Солнечной системы и соответствие прогнозов этих отношений области разрешенных моделью значений. Показано, что ускорение нуклеосинтеза необходимо для соответствия расчетных значений отношений ядер-космохронометров области допустимых значений, однако ускорение нуклеосинтеза не должно приводить к увеличению тяжелых элементов более чем на 1–3% от всего количества синтезированных тяжелых элементов.

DOI: 10.1134/S0044002719010124

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Среди методов определения возраста Вселенной первым был ядерно-физический метод, основанный на изменении со временем отношений распространенности долгоживущих изотопов урана и тория [1]. Позднее, после обнаружения Хабблом красного смещения [2] и появления возможностей определить его величину по возрасту шаровых звездных скоплений или температуре белых карликов по мере развития наблюдательной астрономии интерес к вопросу о возрасте только усилился [3].

Основным и самым известным подходом к определению возраста Вселенной  $T_U$  является подход, основанный на определении постоянной Хаббла —  $H$ , характеризующей красное смещение в теории расширяющейся Вселенной. Недавние уточнения константы Хаббла после наблюдения примерно 240 цефеид определили ее величину как  $H_0 = 74.2 \pm 3.6 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$  [4]. В космологических моделях связь между  $H_0$  и  $T_U$  более сложная, чем  $H^{-1} \sim t$ , и зависит от метрики, плотности,

космологической постоянной и др., что приведет к различиям в величине  $T_U$  (см. обзор [5]).

Другие астрофизические способы определения возраста Вселенной основаны на определении возраста по времени жизни шаровых скоплений и субгигантов галактического гало (относящихся к населению II) и наиболее холодных белых карликов. Так, возраст шаровых скоплений определяется из анализа звездного состава и построенных для них диаграмм Герцшпрунга–Рессела. В работе [6] при использовании дополнительных данных о содержании гелия и других наблюдательных результатов, полученных из динамики групп галактик, диапазон значений возраста Вселенной был определен как  $13.5 \leq T_U \leq 15.5$  млрд лет. Основная неточность этого метода связана с определением расстояний, а следовательно, и соотношения масса–светимость, по которому строится диаграмма, приводя к погрешности в 2–3 млрд лет. Такая погрешность подтверждается и современными наблюдениями, давая для трех различных объектов HD84937, HD132475 и HD140283 значения возраста  $T_U$   $12.08 \pm 0.14$ ,  $12.56 \pm 0.46$  и  $14.27 \pm 0.38$  млрд лет [7]. Минимальная оценка возраста  $T_U$ , сделанная в работе [8], составляет  $\sim 11.2$  млрд лет, а оцененное значение  $T_U$  [8] — 13.4 млрд лет.

Оценка возраста  $T_U$  по температуре наиболее холодных белых карликов дает значения от 9.7 до 11.7 млрд лет [9], что примерно на 2 млрд лет меньше, подтверждая существующий разброс в

<sup>1)</sup> Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва, Россия.

<sup>2)</sup> НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ, Москва, Россия.

<sup>3)</sup> Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

<sup>4)</sup> Институт ядерной физики, Технический университет Дармштадта, Германия.

\*E-mail: panov\_iv@itep.ru

значениях возраста  $T_U$ , основанных на других наблюдениях [7, 10]. Разброс значений, по-видимому, даже больше, и это увеличение погрешности зависит от значения металличности белых карликов и шаровых скоплений.

По данным Ванденберг и др. [7] лучшие оценки возраста  $T_U$  получены двумя независимыми группами и основаны на наблюдениях астрофизической обсерваторией “Планк” космического микроволнового фона [11] и миссии WMAP по изучению анизотропии микроволнового излучения [12] —  $13.82 \pm 0.06$  и  $13.77 \pm 0.06$  млрд лет соответственно, демонстрирующие хорошее согласие.

В отличие от наблюдательных методов определения возраста Вселенной ядерно-физический метод основан на исследовании относительного содержания радиоактивных долгоживущих изотопов тяжелых элементов, которое меняется со временем. Этим методом определяется возраст тяжелых элементов, образующихся преимущественно в  $\gamma$ -процессе, протекающем в среде с большой долей свободных нейтронов на конечной стадии эволюции наиболее старых звезд Галактики.

Считается, что время  $\Delta t$ , предшествующее образованию галактик, когда формировались в основном массивные звезды, а скорость галактического нуклеосинтеза была еще мала, равно примерно нескольким сотням миллионов лет. Сценарии протекания  $\gamma$ -процесса, в котором образуются ядра-космохронометры, в целом не совсем ясны, а на ранней стадии Вселенной тем более, но все-таки связаны с конечными стадиями эволюции звезд. Поэтому галактический нуклеосинтез начинается с задержкой относительно времени образования Вселенной —  $\Delta t$ . Промежуток времени  $\Delta t$  от Большого взрыва до начала интенсивного нуклеосинтеза тяжелых элементов в звездах, по-видимому, порядка времени формирования Галактики. А возраст Вселенной можно оценить как  $T_U \sim \Delta t + T_{NS}$ , и для его вычисления нужно найти промежуток времени от начала нуклеосинтеза тяжелых элементов до наших дней —  $T_{NS}$ , который, видимо, сравним с возрастом Галактики, и поэтому  $T_{NS}$  определяется также, как ранее [3, 13–15] определялся возраст Галактики:  $T_{NS} \sim \Delta + \delta + 4.6$  ( $\Delta$  — продолжительность “галактического” нуклеосинтеза;  $\delta$  — время формирования Солнечной системы  $\delta \ll \Delta$ ; 4.6 — возраст Земли в млрд лет). Метод изотопных отношений может определить продолжительность “галактического” нуклеосинтеза  $\Delta$ , а следовательно, и значение  $T_{NS}$ , которое определяет ограничение на возраст  $T_U$  нашей Вселенной снизу. Зная его, возраст  $T_U$  также может быть определен (хотя и с большой неопределенностью, зависящей от многих параметров вовлеченных в рассмотрение различных моделей).

Согласно основной на сегодняшний день модели галактического нуклеосинтеза [3] перед образованием Солнечной системы велика вероятность всплеска нуклеосинтеза, вызванного возможным взрывом сверхновой (или другим механизмом) и, вероятно, ускорившим формирование Солнечной системы.

При получении значений  $T_{NS}$  методом изотопных отношений существуют, по крайней мере, три источника погрешностей: 1) неопределенности в сценарии  $\gamma$ -процесса; 2) ядерные модели, на основе которых вычисляются ядерные данные; 3) параметры модели галактического нуклеосинтеза, среди которых важными являются наличие и величина всплеска нуклеосинтеза перед его окончанием. Наличие такого всплеска существенно изменяет область допустимых значений отношений ядер-космохронометров и позволяет рассмотреть в качестве космохронометров изотопы, живущие гораздо менее миллиарда лет [16, 17] (например, такие, как  $^{244}\text{Pu}$ ).

Долгоживущие изотопы различного происхождения в дополнение к давно используемым изотопам урана и тория подробно были рассмотрены в качестве космохронометров в работе [18]. Проведенные в работе [14] многочисленные расчеты образования тяжелых ядер при различных параметрах сценария образования космохронометров в классической статической модели  $\gamma$ -процесса с разными наборами ядерных данных показали, что представления о высокой точности ядерно-физического метода определения возраста Вселенной завышены, так как был получен большой разброс в величинах  $T_U$  в зависимости от параметров сценария. Недавно нами [15] эти результаты были пересмотрены на основе уточненных ядерных данных, современных сценариев и полученных в них распространенностей ядер-космохронометров [19]. В настоящей работе определены границы области допустимых значений для третьей космохронметрической пары  $^{238}\text{U}/^{244}\text{Pu}$  и получено ограничение на возможную величину внезапного всплеска нуклеосинтеза.

## 2. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПНЫХ ОТНОШЕНИЙ

Рассматриваемый метод определения продолжительности нуклеосинтеза тяжелых элементов во Вселенной —  $T_{NS}$  (близкого к возрасту Галактики  $T_G$ ) — основан на изменении относительного содержания долгоживущих изотопов тяжелых элементов, которое меняется со временем. Настоящие расчеты, как и ранее [13–15], проводились в рамках модели галактического нуклеосинтеза Фаулера [3], в которой предполагается, что интенсивность нуклеосинтеза в звездах сначала резко возрастает

спустя время  $\Delta t$  после Большого взрыва, а затем или поддерживается на постоянном уровне, или экспоненциально спадает со временем, оставляя свой изотопный остаток в веществе протопланетного облака Солнечной системы. В случае экспоненциального спада скорости нуклеосинтеза показателем экспоненты  $T_r$  является дополнительным параметром модели. Мы рассмотрели широкий диапазон возможностей зависимости интенсивности нуклеосинтеза от времени — от мгновенного до равномерного — с возможностью всплеска нуклеосинтеза перед образованием Солнечной системы, вызванным близким взрывом сверхновой. Величина этого всплеска  $S$  (процентный вклад в содержание нуклидов) неопределена и также является параметром модели, причем не менее важным, чем  $T_r$ .

Согласно модели Фаулера, изменение концентрации ядер  $N_A$  с данным значением массового числа  $A$  во времени описывается уравнением

$$\frac{dN_A}{dt} = \frac{-N_A}{\tau_A} + \lambda_A \cdot e^{-t/T_R} + \lambda_A^S \cdot \Delta_S \cdot \delta(t - \Delta), \quad 0 \leq t \leq \Delta, \quad (1)$$

где  $\tau_A$  — период полураспада ядра с массовым числом  $A$ ;  $\lambda_A$  — скорость его образования;  $\Delta_S$  — эффективная продолжительность нуклеосинтеза в  $S$ -пике, определяемая так, что произведение  $\lambda_A^S \times \Delta_S$  дает число образовавшихся ядер с данным  $A$ .

Для  $\lambda_A = \lambda_A^S$  уравнения (1) имеют решение

$$N_A(\Delta + \delta) \equiv N_A^{\Delta + \delta} = \lambda_A(\Delta_S + \Delta_E) \times e^{\delta/\tau} [(1 - S)F(\Delta, T_R, \tau_A) + S], \quad (2)$$

где

$$F(\Delta, T_R, \tau_A) = (e^{-\Delta/\tau_A} - e^{-\Delta/T_R}) / \left[ \left(1 - \frac{T_R}{\tau_A}\right) (1 - e^{-\Delta/T_R}) \right]. \quad (3)$$

Здесь  $\Delta_E$  аналогично  $\Delta_S$  — эффективная продолжительность нуклеосинтеза ( $\Delta_E = N_A^{\Delta} / \lambda_A$ );  $S$  — величина доли ядер, образовавшихся в пике  $S = \Delta_S / (\Delta_S + \Delta_E)$ .

Для количественного анализа используются относительные распространенности долгоживущих изотопов тяжелых элементов. Тяжелые элементы образуются при взрывах звезд и слиянии компактных звездных объектов в тесных двойных системах в  $\gamma$ -процессе в некоторых исходных концентрациях  $N_A$ , отношения которых для ядер-космохронометров используются для определения возраста Вселенной.

Мы рассмотрели три пары отношений:

$$\lambda_{58} = N(^{235}\text{U})/N(^{238}\text{U}), \quad (4)$$

$$\lambda_{28} = N(^{232}\text{U})/N(^{238}\text{U})$$

$$\text{и } \lambda_{48} = N(^{244}\text{U})/N(^{238}\text{U}),$$

которые определяют значения отношений ядер-космохронометров в момент образования тяжелых элементов в  $\gamma$ -процессе. Они вычисляются на основе решений уравнений нуклеосинтеза в том или ином астрофизическом сценарии. Таким образом, имеем систему трех уравнений с четырьмя неизвестными  $\Delta$ ,  $T_r$ ,  $S$  и  $\delta$ . Фиксируя переменную меньшей значимости  $\delta$  [15], значения  $\Delta$ ,  $T_r$ ,  $S$  находят из решения уравнений:

$$\begin{aligned} \lambda_{28} &= r_{28}^{\text{obs}} \exp[\delta(1/\tau_{232} - 1/\tau_{238})] \times [(1 - S)F(\Delta; T_r; \tau_{232}) + S] / [(1 - S) \times F(\Delta; T_r; \tau_{238}) + S], \\ \lambda_{58} &= r_{58}^{\text{obs}} \exp[\delta(1/\tau_{235} - 1/\tau_{238})] \times [(1 - S)F(\Delta; T_r; \tau_{235}) + S] / [(1 - S) \times F(\Delta; T_r; \tau_{238}) + S], \\ \lambda_{48} &= r_{48}^{\text{obs}} \exp[\delta(1/\tau_{244} - 1/\tau_{238})] \times [(1 - S)F(\Delta; T_r; \tau_{238}) + S] / [(1 - S) \times F(\Delta; T_r; \tau_{244}) + S], \end{aligned} \quad (5)$$

где отношения ядер-космохронометров на момент  $\Delta + \delta$  начала образования Солнечной системы определяются из современных наблюдений с учетом констант радиоактивного распада соответствующих изотопов и равны соответственно:

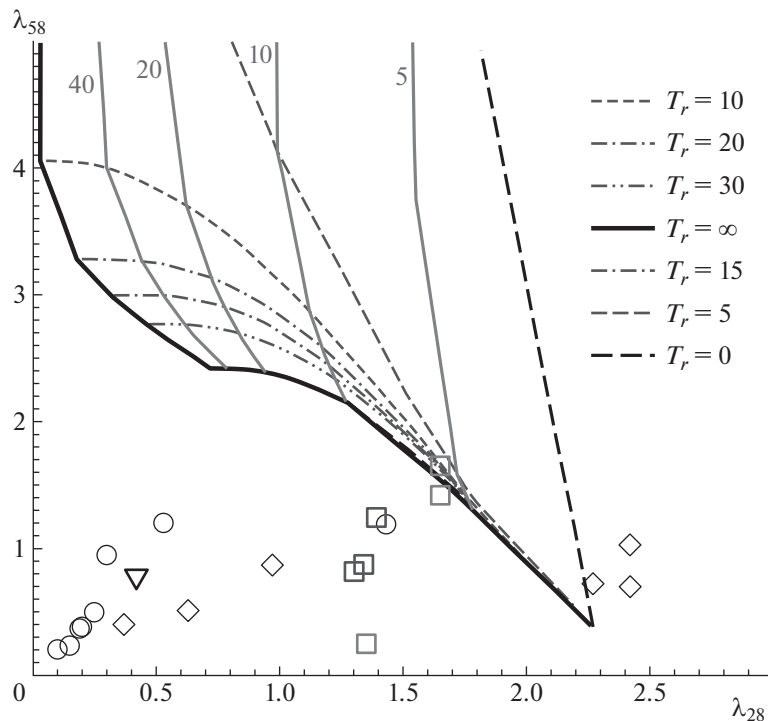
$$\begin{aligned} r_{28}^{\text{obs}} &= N_{232}(\Delta + \delta) = N_{238}(\Delta + \delta) \approx 2.3, \\ r_{58}^{\text{obs}} &= N_{235}(\Delta + \delta) = N_{238}(\Delta + \delta) \approx 0.335, \\ r_{48}^{\text{obs}} &= N_{244}(\Delta + \delta) = N_{238}(\Delta + \delta) \approx 0.022 \pm 0.014, \end{aligned} \quad (6)$$

полагая, что за последние  $t_3 = 4.6$  млрд лет ( $t_3$  — время, прошедшее после затвердения вещества) имел место только свободный распад изотопов.

В предыдущей работе [15] мы показали сильную зависимость области допустимых значений (ОДЗ) отношений распространенности космохронометров от  $S$ , а в следующем параграфе настоящей работы проанализируем, какова зависимость соответствия расчетных изотопных отношений ОДЗ от величины всплеска нуклеосинтеза  $S$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ РОЛИ ВСПЛЕСКА НУКЛЕОСИНТЕЗА

При решении системы уравнений (5) и поиске решений для  $\Delta$ ,  $T_r$  и  $S$  при ряде значений параметров система уравнений не всегда имеет решение. Поэтому предварительно рассмотрим область допустимых значений параметров  $\lambda_{28}$ ,  $\lambda_{58}$  и  $\lambda_{48}$  (4) для каждой из моделей галактического нуклеосинтеза. Ее можно найти с помощью уравнений (5), проварьировав  $\Delta$  и  $T_r$  в пределах от 0 до  $\infty$ , а



**Рис. 1.** Область допустимых значений отношений  $\lambda_{58} = N(235)/N(238)$  и  $\lambda_{28} = N(232)/N(238)$  для всех типов галактического нуклеосинтеза от мгновенного ( $T_r = 0$  — толстая штриховая кривая) до равномерного ( $T_r = \infty$  — толстая сплошная) без учета кратковременного  $S$ -всплеска в конце галактического нуклеосинтеза. Кривые: тонкие сплошные — постоянное значение длительности галактического нуклеосинтеза  $\Delta$  (в млрд лет) при различных значениях параметра галактического нуклеосинтеза  $T_r$ , тонкие штриховые и штрихпунктирные — различные значения параметра  $T_r$  (в млрд лет). Точки:  $\circ$  — отношения, полученные для сценариев слияния нейтронных звезд, но с разными прогнозами ядерных масс и моделей распределения продуктов деления,  $\diamond$  — влияние сценария,  $\nabla$  — расчеты [20],  $\square$  — прежние расчеты Фаулера [3] и Тилеманна [13, 15] в различных сценариях  $g$ -процесса. См. пояснения на рисунке и в тексте.

$S$  (в модели со всплеском) — в пределах от 0 до 1. На плоскости с абсциссой  $\lambda_{28}$  и ординатой  $\lambda_{58}$  каждому из вариантов расчета соответствует точка (далее будем употреблять в одном смысле вариант и точку), принадлежность точки к ОДЗ означает разрешимость системы (5) и наоборот. Это позволяет выделить варианты, не согласующиеся с принятой моделью нуклеосинтеза.

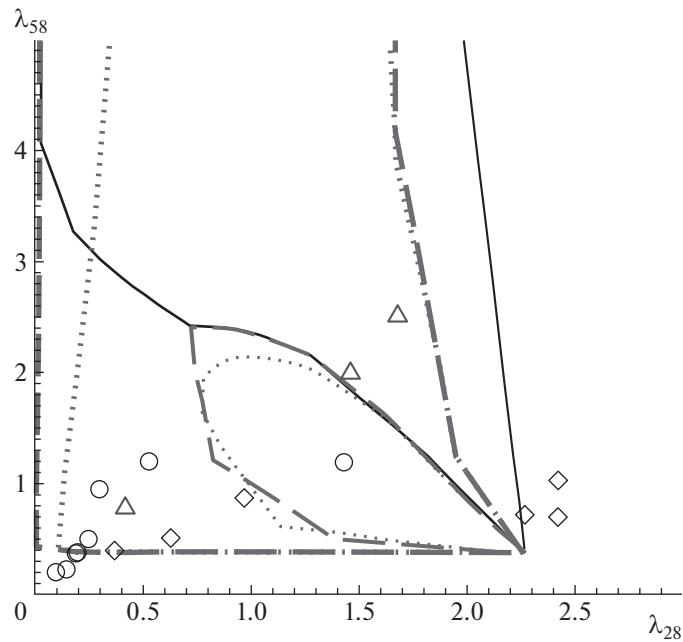
На величину распространенности ядер, участвующих в  $g$ -процессе,  $N_A$ , и на значение отношений распространенности ядер из космохронометрических пар влияют и прогнозы скоростей реакций с нейтронами и гамма-квантами,  $(n, \gamma)$  и  $(\gamma, n)$ , зависящими от энергии связи нейтрона  $S_n$ , плотности свободных нейтронов и температуры, а также скорость  $\beta$ -распада —  $\lambda_\beta$ , зависящая от разности масс  $Q_\beta$  соседних по  $Z$  ядер-изобар. Прогноз получаемых в  $g$ -процессе значений отношений ядер-космохронометров зависит как от ядерных данных, так и от параметров сценария нуклеосинтеза.

Область допустимых значений отношений ядер-космохронометров для всех типов экспоненциального галактического нуклеосинтеза (от мгновенного до равномерного) без дополнительных

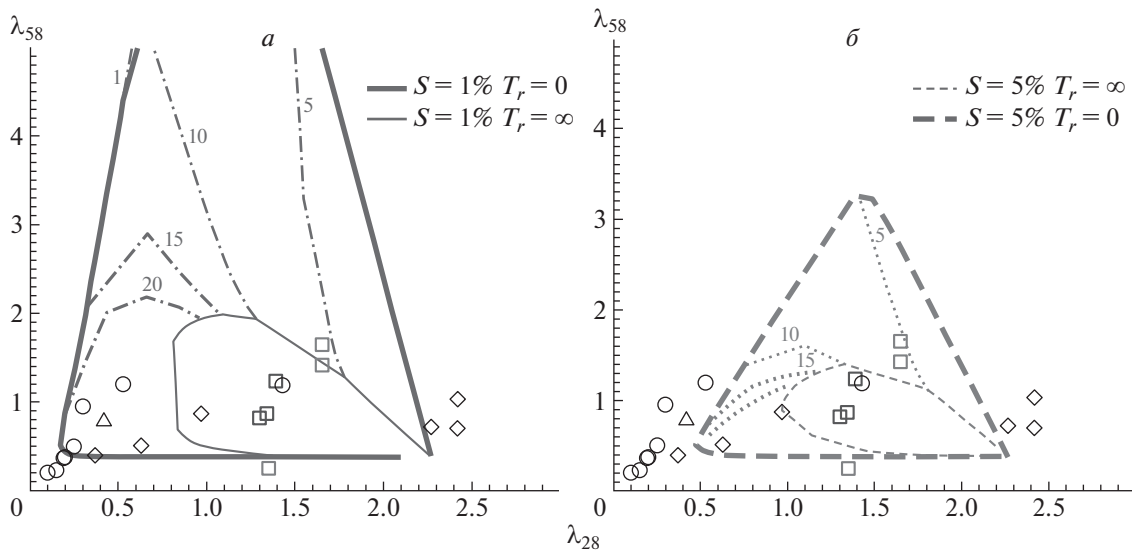
всплесков нуклеосинтеза ( $S = 0$ ) приведена на рис. 1. Штриховые кривые на рисунке соответствуют возможным значениям отношений  $\lambda_{28}$  и  $\lambda_{58}$  при фиксированных значениях параметра  $T_r$ . Сплошные — возможным значениям параметра  $\Delta$  ( $\Delta = 5, 10, 20, 40, \infty$ ) в миллиардах лет.

Применение изложенной методики для случая с  $S = 0$  (отсутствие всплеска нуклеосинтеза), отвечающего простой экспоненциальной модели, дает ОДЗ (рис. 1), ограниченную кривыми, соответствующими предельным случаям мгновенного ( $T_r = 0$ ) и однородного ( $T_r \rightarrow \infty$ ) нуклеосинтеза.

Изолинии показывают, что для  $\Delta > 10$  млрд лет и постоянная распада  $T_r$  тоже должна быть более 10 млрд лет и, вообще говоря, хотя ОДЗ ограничена линиями, соответствующими мгновенному и равномерному типам галактического нуклеосинтеза, физическая область лежит примерно (исходя из наблюдений) между  $\Delta = 5$  и  $\Delta = 13$  млрд лет, так как продолжительность нуклеосинтеза, по всей видимости, должна быть больше 10 и меньше 20 млрд лет. В итоге ОДЗ даже в широком смысле такова, что все расчетные значения отношений космохронометрических пар лежат далеко за ее преде-



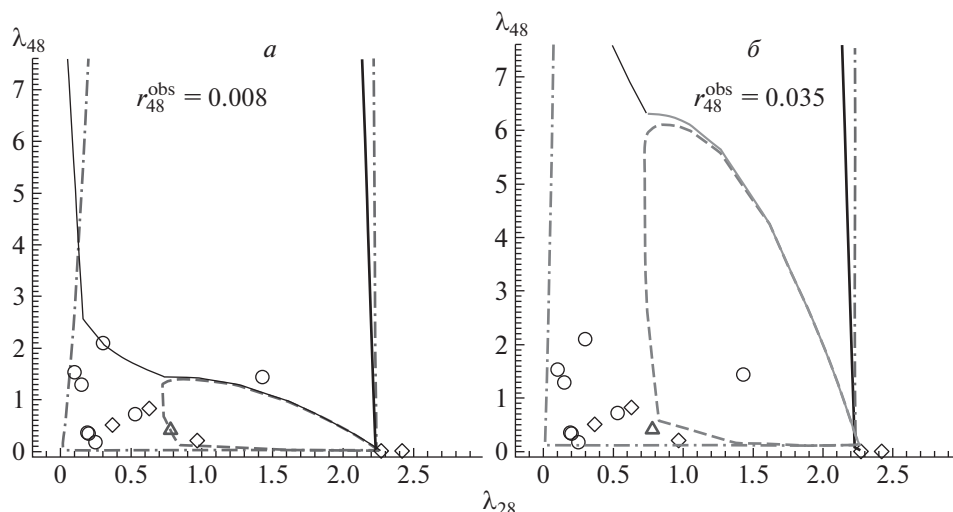
**Рис. 2.** Область допустимых значений отношений  $\lambda_{58} = N(235)/N(238)$  и  $\lambda_{28} = N(232)/N(238)$  для всех типов галактического нуклеосинтеза при наличии одиночного всплеска  $S$ , ответственного за синтез 0.01% (штриховая кривая) и 0.1% (точечная) тяжелых элементов. Сплошные кривые — границы области ОДЗ без учета всплеска нуклеосинтеза для предельных значений показателя экспоненты: от  $T_r = 0$  до  $T_r = \infty$ . Величина паузы от окончания галактического нуклеосинтеза до образования Земли  $\delta$  полагалась равной  $1 \times 10^8$  с. Точки: расчетные значения отношений, полученные в разных работах для разных сценариев и ядерных данных. Подробно см. в подписи к рис. 1 и в тексте.



**Рис. 3.** Область допустимых значений отношений  $\lambda_{58} = N(235)/N(238)$  и  $\lambda_{28} = N(232)/N(238)$  для всех типов галактического нуклеосинтеза от мгновенного до равномерного с учетом кратковременного всплеска в конце галактического нуклеосинтеза величиной  $S = 0.01$  (а), 0.05 (б) (пояснения на рисунке и в тексте). Область снаружи ограничена толстыми линиями (мгновенный нуклеосинтез), а внутри — тонкими (равномерный нуклеосинтез). Рассмотрено влияние величины паузы от окончания галактического нуклеосинтеза до образования Земли, равной  $\delta = 1 \times 10^8$  с. Обозначения см. в подписях к рис. 1 и 2 и на этих рисунках.

лами, поскольку развитие моделей  $\gamma$ -процесса [21, 22] и совершенствование ядерных данных [23] привели к тому, что расчетные значения  $\lambda_{28}$ ,  $\lambda_{58}$  сме-

стились из области значений 2–4, характерных для расчетов 20 в., в область значений  $\lambda_{28}$ ,  $\lambda_{58}$  от 0 до 1. Но оказывается, что даже всплеска небольшой



**Рис. 4.** Область допустимых значений отношений  $\lambda_{48} = N(244)/N(238)$  и  $\lambda_{28} = N(232)/N(238)$  для всех типов галактического нуклеосинтеза от мгновенного ( $T_r = 0$  — штрихпунктирная кривая) до равномерного ( $T_r = \infty$  — штриховая) с учетом кратковременного всплеска в конце галактического нуклеосинтеза величиной  $S = 0.05\%$  (а),  $0.1\%$  (б) (пояснения на рисунке и в тексте) при разных значениях  $r_{48}$ , равных  $0.008$  (а) или  $0.035$  (б) и определяемых неточностью наблюдений. Для сравнения приведена область ОДЗ без всплеска нуклеосинтеза (ограничена линиями). Обозначения расчетных значений отношений космохронометров те же, что и на рис. 1, 2. Сплошные кривые — границы области ОДЗ без учета всплеска нуклеосинтеза для предельных значений показателя экспоненты: от  $T_r = 0$  до  $T_r = \infty$  (см. обозначения на рис. 1).

интенсивности в конце галактического нуклеосинтеза достаточно, чтобы ОДЗ сильно изменилась и большинство расчетных отношений (полученных для различных параметров и моделей ядерных данных) оказались согласованы с рассматриваемой моделью галактического нуклеосинтеза.

На рис. 2 показана трансформация ОДЗ при всплеске нуклеосинтеза  $S = 0.01\%$  и  $0.1\%$ . Видно, что при введении в расчет в качестве параметра ненулевого всплеска  $S > 0$  область допустимых значений замыкается, становится петлеобразной и расширяется. Видно, что большинство расчетных значений отношений, сделанных с разными ядерными данными и для разных сценариев, — 1) слияния нейтронных звезд (NSM) [24], 2) взрыва сверхновой с магниторотационным механизмом (МНД) [24] и 3) слияния нейтронной звезды и черной дыры (NSBH) [25] — удовлетворяют ОДЗ, полученным при  $S \leq 0.1\%$ .

На рис. 3 показана область допустимых значений отношений  $\lambda_{28}$  и  $\lambda_{58}$  при наличии всплеска нуклеосинтеза  $S$ , равного  $1\%$  (сплошные кривые) или  $5\%$  (штриховые). Обозначения расчетных отношений распространенностей ядер-космохронометров такие же, как и на рис. 1, 2. Видно, что при  $S > 1\%$  ОДЗ быстро уменьшается, уменьшая число удовлетворяющих ей вариантов. Что касается величины возраста  $T_U$ , то в рамках модели выделяются две возможности. 1) При  $S < 1\%$  расчетное значение отношений должно лежать в области на границе ОДЗ, очень чувствительной к параметрам

модели, и решение, определяющее  $T_U$ , может быть найдено. 2) Величина всплеска нуклеосинтеза находится в области  $1\% < S < 5\%$ . В таком случае время галактического нуклеосинтеза должно быть около 15 млрд лет (оценка по интерполяции значений, лежащих на точечных и штрихпунктирных кривых, определяющих значения  $\Delta$ , указанные на рис. 3). Поясним, что три значения отношений (ромбы при  $\lambda_{28} > 2.3$ ) показывают вырождение отношений для большой экспозиции ( $t = 500$  млн лет), приводящей к повышенному накоплению  $^{232}\text{Th}$ .

Были рассмотрены также области соответствия прогнозируемых отношений ядер-космохронометров области допустимых значений, определяемой моделью галактического нуклеосинтеза для пар  $232/238$  и  $244/238$  (рис. 4). Они также подтверждают, что значительная часть расчетов отношений этих пар, сделанных с использованием разных моделей ядерных масс и барьеров деления, — модели конечного радиуса [26] и обобщенной модели с поправкой Струтинского [27], а также разных моделей распределения продуктов деления, — укладывается в область допустимых значений при наличии всплеска  $S = 0.001$  для практически всей области значений  $r_{48}$  (см. уравнение (6)), возникающей из-за трудности определения величины наблюдаемой распространенности  $^{244}\text{Pu}$ .

Вне ОДЗ находится значение отношений ( $\lambda_{28} \approx 1.5$ , рис. 2, 4), рассчитанное для сценария слияния нейтронных звезд [24] с ядерными данными,

полученными на основе ядерных масс и барьеров деления, определенных в рамках модели Хартри–Фока–Боголюбова [28]. Для других ядерных данных значения отношений достаточно близки, особенно относительно разброса прогнозов, приводимых предыдущими работами [3, 13–15].

В целом наличие относительно небольшого всплеска нуклеосинтеза может расширить ОДЗ (наиболее сильно при  $S < 1\%$ ) по сравнению с галактическим нуклеосинтезом без всплеска в конце или сузить ее размер (при относительно больших значениях  $S > 5\%$ , см. рис. 3б).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При рассмотрении галактического нуклеосинтеза мы отменили введенную ранее [3, 13–15] привязку начала нуклеосинтеза тяжелых элементов к моменту формирования Галактики, поскольку процесс образования г-элементов может идти и до образования галактик в первых звездах, их остатках или других объектах. Продолжительность галактического нуклеосинтеза может быть близка к возрасту Галактики, но отсчет процесса образования новых элементов от времени формирования галактики не имеет четких физических обоснований. Введение в модель галактического нуклеосинтеза короткого всплеска перед началом образования Солнечной системы сильно изменяет область допустимых значений отношений не только космохронометрических пар  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ , но и пар изотопов урана и плутония  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  и  $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$ . Значения отношения  $\lambda_{58}$  могут быть меньше 1, что близко к значению многих прогнозов. Однако величина всплеска  $S$ , скорее всего, должна быть заметно меньше единицы, чтобы прогнозируемые отношения принадлежали области допустимых значений.

Таким образом, на основе анализа области допустимых значений отношений распространенностей ядер-космохронометров, скорее всего, только в моделях галактического нуклеосинтеза с учетом умеренного всплеска нуклеосинтеза  $S$  перед образованием Солнечной системы могут быть получены физически значимые оценки возраста Вселенной. Однако модель со всплеском  $S$  очень чувствительна к параметрам — минимальные изменения значений отношений приводят к изменению  $\Delta$  и  $T_r$  в разы или десятки раз. Поэтому для определения возраста Вселенной ядерно-физическим методом надо рассмотреть решение задачи с большим числом ядер-космохронометров и продолжить поиск пар, дающих решения, менее чувствительные к параметрам.

Авторы благодарны А.Г. Дорошкевичу и Л.И. Машонкиной за обсуждение характера

звездообразования на ранних стадиях эволюции Вселенной, Ф.-К. Тилеманну за полезные обсуждения особенностей образования различных ядер-космохронометров и В.М. Четкинину за участие в обсуждении и интерес к работе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках гранта № 16-12-10519.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Rutherford, *Nature* **123**, 313 (1929).
2. E. Hubble, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **113**, 658 (1953).
3. W. A. Fowler, *New Observations and the Old Nucleocosmochronologies in Cosmology, Fusion and Other Matters* (Colorado Ass. Univ. Press, 1972).
4. A. G. Riess, L. Macri, S. Casertano, M. Sosey, H. Lampeitl, H. C. Ferguson, A. V. Filippenko, S. W. Jha, W. Li, R. Chornock, and D. Sarkar, *Astrophys. J.* **699**, 539 (2009).
5. M. Bartelmann, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 331 (2010).
6. D. Kazanas, D. N. Schramm, and K. Hainebach, *Nature* **274**, 672 (1978).
7. D. A. VandenBerg, H. E. Bond, E. P. Nelan, P. E. Nissen, G. H. Schaefer, and D. Harmer, *Astrophys. J.* **792**, 110 (2014).
8. L. M. Krauss and B. Chaboyer, *Science* **299**, 65 (2003).
9. B. M. S. Hansen, J. S. Kalirai, J. Anderson, A. Dotter, H. B. Richer, R. M. Rich, M. M. Shara, G. G. Fahlman, J. R. Hurley, I. R. King, D. Reitzel, and P. B. Stetson, *Nature* **500**, 51 (2013).
10. D. A. VandenBerg, K. Brogaard, R. Leaman, and L. Casagrande, *Astrophys. J.* **775**, 134 (2013).
11. Planck Collab. (P. A. R. Ade *et al.*), *Astron. Astrophys.* **571**, A23 (2014).
12. C. L. Bennett, D. Larson, J. L. Weiland, N. Jarosik, G. Hinshaw, N. Odegard, K. M. Smith, R. S. Hill, B. Gold, M. Halpern, E. Komatsu, M. R. Nolte, L. Page, D. N. Spergel, E. Wollack, J. Dunkley, *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **208**, 20 (2013).
13. F.-K. Thielemann, J. Metzinger, and H. V. Klapdor, *Z. Phys. A* **309**, 301 (1983).
14. Ю. С. Лютостанский, С. В. Малеванный, И. В. Панов, О. Н. Синюкова, В. М. Четкин, *ЯФ* **47**, 1226 (1988) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **47**, 780 (1988)].
15. И. В. Панов, Ю. С. Лютостанский, М. Эйхлер, Ф.-К. Тилеманн, *ЯФ* **80**, 345 (2017) [*Phys. Atom. Nucl.* **80**, 657 (2017)].
16. Ю. С. Лютостанский, *Космохронология. Физическая энциклопедия* (Советская энциклопедия, Москва, 1990), т. 2, с. 480.
17. Т. В. Мишенина, *Галактика, ее строение и обогащение химическими элементами* (Астропринт, Одесса, 2017).
18. J. J. Cowan, F.-K. Thielemann, and J. W. Truran, *Phys. Rept.* **208**, 267 (1991).

19. M. Eichler, A. Arcones, A. Kelic, O. Korobkin, K. Langanke, T. Marketin, G. Martínez-Pinedo, I. Panov, T. Rauscher, S. Rosswog, C. Winteler, N. T. Zinner, and F.-K. Thielemann, *Astrophys. J.* **808**, 30 (2015).
20. И. В. Панов, А. Д. Долгов, Письма в ЖЭТФ **98**, 504 (2013) [*JETP Lett.* **98**, 446 (2013)].
21. I. V. Panov, *Phys. Atom. Nucl.* **79**, 159 (2016).
22. F.-K. Thielemann, M. Eichler, I. V. Panov, and B. Wehmeyer, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **67**, 253 (2017).
23. I. V. Panov, I. Yu. Korneev, T. Rauscher, G. Martínez-Pinedo, A. Kelić-Heil, N. T. Zinner, and F.-K. Thielemann, *Astron. Astrophys.* **513**, A61 (2010).
24. S. Rosswog, T. Piran, and E. Nakar, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **430**, 2585 (2013).
25. C. Winteler, R. Käppeli, A. Perego, A. Arcones, N. Vasset, N. Nishimura, M. Liebendörfer, and F.-K. Thielemann, *Astrophys. J. Lett.* **750**, L22 (2012).
26. P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki, *At. Data Nucl. Data Tables* **59**, 185 (1995).
27. A. Mamdouh, J. M. Pearson, M. Rayet, and F. Tondeur, *Nucl. Phys. A* **679**, 337 (2001).
28. S. Goriely, S. Hilaire, A. J. Koning, M. Sin, and R. Capote, *Phys. Rev. C* **79**, 024612 (2009).

## INFLUENCE OF PRE-SOLAR GALACTIC NUCLEOSYNTHESIS RATE ON THE DETERMINATION OF THE AGE OF THE UNIVERSE

I. V. Panov<sup>1),2),3)</sup>, Yu. S. Lutostansky<sup>3)</sup>, M. Eichler<sup>4)</sup>

<sup>1)</sup> *Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Russia*

<sup>2)</sup> *Institute for Theoretical and Experimental Physics  
of National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*

<sup>3)</sup> *National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*

<sup>4)</sup> *Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt, Germany*

The dependence of the physically possible uranium–thorium isotope ratios on the short duration of nucleosynthesis rate increasing just before the solar system formation was investigated. In the framework of Fowler galactic nucleosynthesis theory the additional region of admissible values of the plutonium/uranium ratios was considered. The size of the region of admissible values and its dependence on the short increase of the nucleosynthesis rate on the pre-solar stage of galactic nucleosynthesis are discussed as well as the agreement of the predicted nuclear ratios to the region of admissible values. It was shown that the rate should rather increase, but change of the rate is not very big, and should not increase the amount of heavy nuclei by more than 1–3% of all amount of the formed heavy nuclei.