

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Загадки самых легких элементов:
наблюдения, предсказания, гипотезы

Я.М. Крамаровский, В.П. Чечев

Предсказания выходов дейтерия и гелия-3 в космологическом нуклеосинтезе и недавние результаты наблюдений их распространенности в межзвездной среде привлекли внимание астрофизиков к моделям производства и разрушения этих нуклидов на дозвездной стадии и в Галактике. Интенсивно обсуждается вопрос, могут ли наблюдательные выходы D и ^3He быть использованы для определения ограничений на Стандартную модель нуклеосинтеза в Большом Взрыве. Мы обсудим некоторые аспекты этой проблемы.

PACS numbers: 95.30.-k, 98.80.-k, 98.80.Ft

Содержание

1. Космологический нуклеосинтез (643).
 - 1.1. Предсказания Стандартной модели. 1.2. Сравнение наблюдаемых и предсказанных выходов дейтерия и гелия.
 2. Химическая эволюция ^3He в Галактике (649).
 3. Является ли проблема производства ^3He галактической или космологической? (650)
 - 3.1. ^3He в красных гигантах. 3.2. ^3He в первичном нуклеосинтезе.
 4. Заключение (652).
- Список литературы (652).

1. Космологический нуклеосинтез

1.1. Предсказания Стандартной модели

Ключевым параметром так называемой Стандартной модели (СМ), описывающей поведение вещества и его состав в процессе первичного нуклеосинтеза, является безразмерное отношение барионной плотности вещества (n_b) к плотности фотонов (n_γ). Этот параметр принято обозначать греческой буквой $\eta = n_b/n_\gamma$ или (в единицах 10^{-10}) $\eta_{10} = 10^{10}\eta$. Наблюдаемые в настоящее время распространенности легких элементов накладывают ограничения на этот параметр.

Первичный (космологический) нуклеосинтез согласно СМ начинается при охлаждении горячей Вселенной до температуры порядка 0,8 МэВ. При более высоких температурах ($T \gg 0,8$ МэВ) во Вселенной происходят равновесные реакции слабого взаимодействия с превра-

щением нейтронов в протоны и обратно:

$$n + \nu \rightarrow p + e^-, \quad n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}, \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}. \quad (1)$$

Слабые взаимодействия при $T \gg 0,8$ МэВ оказываются достаточно быстрыми, чтобы поддерживать статистическое равновесие $n/p = \exp(-Q/T)$, где n/p — отношение числа нейтронов к числу протонов, а Q — разность масс нейтрона и протона ($Q = 1,293$ МэВ), но по мере расширения и охлаждения Вселенной в некоторый момент времени (~ 1 с) эти реакции становятся недостаточно быстрыми, равновесие размораживается и нейтрон-протонное отношение отходит от равновесного значения. Из-за распада нейтрона при дальнейшем понижении температуры отношение n/p не остается постоянным, а слегка уменьшается, как показано на рис. 1.

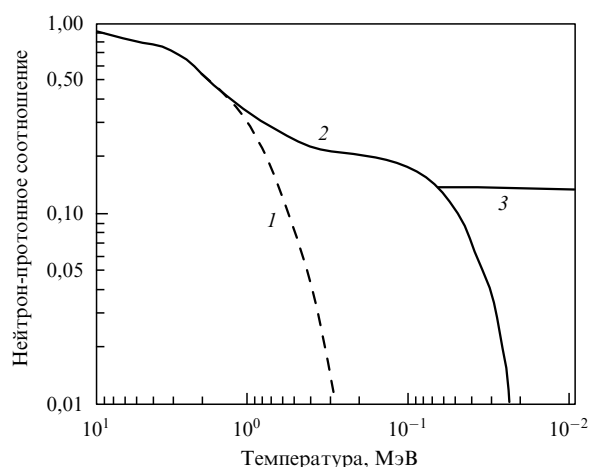


Рис. 1. Зависимость нейтрон-протонного отношения от температуры; 1 — ядерное статистическое равновесие (NSE); 2 — только нейтронный распад (все другие реакции "заморожены"); 3 — истинное конечное отношение n/p [1].

Я.М. Крамаровский, В.П. Чечев. Радиевый институт им. В.Г. Хлопина, 194021 Санкт-Петербург, 2-й Мушинский просп. 28. Тел. (812) 247-37-06. Факс (812) 247-80-95

Статья поступила 20 августа 1998 г., после доработки 1 марта 1999 г.

При температуре порядка 0,07 МэВ все нейтроны связываются в синтезированных ядрах, и число нейтронов становится постоянным.

Длительность реакций слабого взаимодействия в равновесной горячей Вселенной является функцией температуры: $\tau = nT^{-5}$, а темп расширения Вселенной описывается зависимостью $t = aT^{-2}$, где t — время от начала расширения [2]. Следовательно, размораживание равновесия в момент времени $t = \tau$ происходит при температуре $T_f = (b/a)^{1/3}$, где a и b не зависят от температуры (для СМ $T_f \sim 1$ МэВ). Отметим, что параметр b , связанный со скоростью слабого взаимодействия (и в том числе со временем жизни нейтрона τ_n) определяет температуру "развязки" реакций слабого взаимодействия и тем самым отношение n/p в момент нуклеосинтеза, т.е. в конечном счете определяет количество произведенного ^4He — основного продукта первичного нуклеосинтеза. Список ядерных реакций, приводящих к образованию ^4He , включает последовательные превращения $p(n, \gamma)D$, $D(n, \gamma)^3\text{H}$, $D(p, \gamma)^3\text{He}$, $^3\text{He}(n, \gamma)^4\text{He}$, $^3\text{H}(p, \gamma)^4\text{He}$.

На рисунке 2 показаны выходы легких элементов, включая дейтерий (D), тритий (^3H), гелий (^3He , ^4He) в зависимости от температуры горячей Вселенной, рассчитанные в [1] для выбранного параметра $\eta = 10^{-9,5}$ ($\eta_{10} = 3,16$). Авторы работы [1] выделяют четыре рода отклонений от ядерного статистического равновесия (NSE): при $T = 0,8; 0,6; 0,2$ и $0,07$ МэВ. При $T > 0,6$ МэВ ^4He находится в NSE-равновесии с ^3He и ^3H , а ^3He — в равновесии с ^3H , и оба нуклида ^3H и ^3He — в равновесии с D. Одновременно ядра дейтерия находятся в равновесии с нейтронами и протонами. Массовые отношения четырех нуклидов определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} X_D &= 16,3 \left(\frac{T}{m_n} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{2,22}{T} \right) X_n X_p, \\ X_{^3\text{H}} &= 57,4 \left(\frac{T}{m_n} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{8,50}{T} \right) X_n^2 X_p, \\ X_{^3\text{He}} &= 16,3 \left(\frac{T}{m_n} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{7,72}{T} \right) X_n X_p^2, \\ X_{^4\text{He}} &= 113 \left(\frac{T}{m_n} \right)^{9/2} \exp \left(\frac{28,3}{T} \right) X_n^2 X_p. \end{aligned} \quad (2)$$

В этих отношениях X_j обозначают массовые доли соответствующих нуклидов, а также нейтронов и прото-

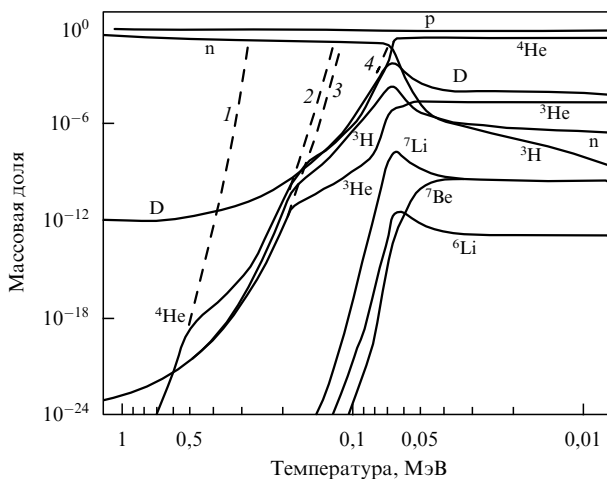
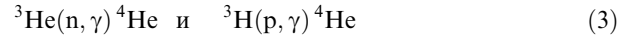


Рис. 2. Выход легких элементов в зависимости от температуры для барион-фотонного отношения $\eta_{10} = 3,16$; 1–4 — выходы ^4He , ^3H , ^3He и D в случае ядерного статистического равновесия [1].

нов, T — температура в МэВ, m_n — масса нуклона в МэВ. Числа в показателе экспоненты представляют энергию связи нуклона в МэВ. NSE-выходы показаны на рис. 2 пунктиром.

Из рисунка 2 видно, что ^4He следует своей NSE-кривой выхода до $T \sim 0,6$ МэВ, и при сохранении статистического равновесия его выход резко доминировал бы над всеми другими нуклидами. Однако этого не происходит, так как его производство ограничено скоростями образования ^3H и ^3He . При $T \sim 0,6$ МэВ реакции



становятся недостаточно быстрыми, чтобы поддерживать NSE-равновесие, и кривая выхода ^4He отклоняется от NSE-трека. В этот момент скорость обратных реакций в (3) резко падает по отношению к прямым (рис. 3). Далее ^4He следует вдоль NSE-кривых нуклидов с массовым числом, равным 3 (^3He , ^3H) до тех пор, пока не встретится с новыми ограничениями при $T \sim 0,2$ МэВ, которые связаны с "размораживанием" равновесий ^3H , ^3He с дейтерием и поддерживаются за счет реакций

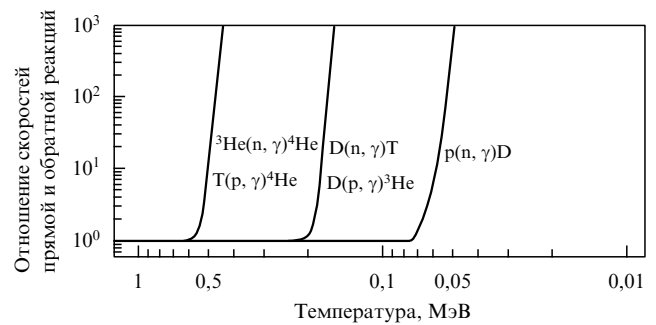


Рис. 3. Отношение скоростей прямой и обратной реакций в нуклеосинтезе легких элементов [1].

Выходы ^3H , ^3He аналогичным образом ограничиваются скоростью образования дейтерия, и их кривые следуют вдоль NSE-кривой дейтерия (как и ^4He).

Четвертое отклонение от NSE происходит около 0,07 МэВ, когда при дальнейшем охлаждении падает скорость реакции $p(n, \gamma)D$ (см. рис. 3). Можно также отметить еще одно отклонение при $T \sim 0,08$ МэВ, когда через реакцию $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ перестают взаимодействовать друг с другом тритий и гелий-4.

В [1] дан подробный вычислительный анализ современного состояния экспериментальных данных о скоростях термоядерных реакций первичного нуклеосинтеза в области температур, соответствующих СМ горячей Вселенной; впервые рассмотрены погрешности скоростей этих реакций, а также использованы недавние результаты измерений времени жизни нейтрона. На рисунках 4–7 показаны расчетные зависимости скоростей наиболее важных реакций образования и разрушения D, ^3H , ^3He и ^4He , полученные на основе их анализа. Как видно, эволюция выходов легких элементов покрывает область температур от 0,01 до 1 МэВ. Основные отличия от предыдущих рассмотрений (см., например, [3]), связанные с новыми измерениями лабораторных сечений реакций, касаются производства ^3He и ^4He . Вклад реакции $D(D, \gamma)^4\text{He}$, ранее считавшейся важной для производства ^4He , пренебрежимо мал. ^4He производится в основном через термоядерную реакцию $T(D, n)^4\text{He}$ и реакцию $^3\text{He}(n, \gamma)^4\text{He}$. В свою очередь, ^3H

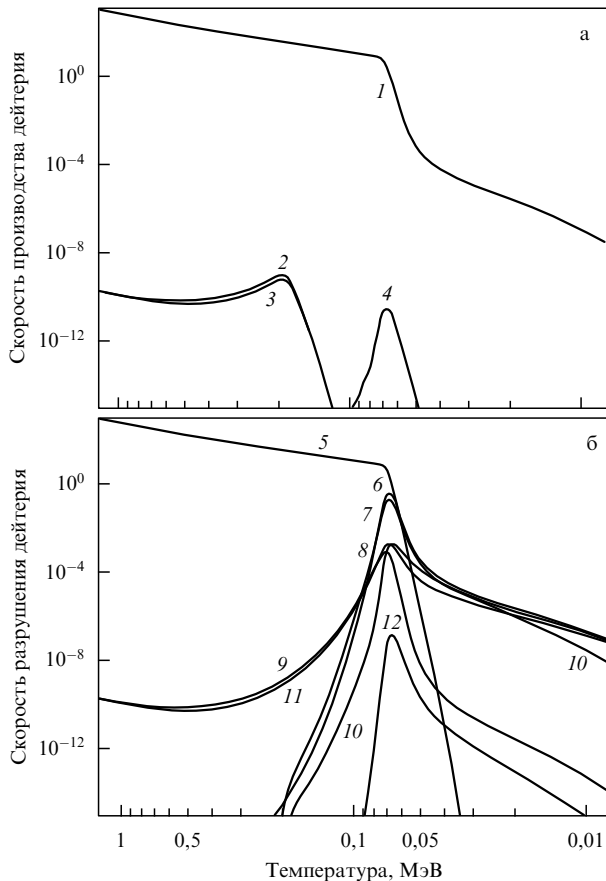


Рис. 4. Скорость наиболее важных реакций, приводящих к (а) производству — реакции 1–4 — и (б) разрушению — реакции 5–12 — дейтерия [1]: 1 — $p(n, \gamma)D$, 2 — ${}^3\text{He}(\gamma, p)D$, 3 — $T(\gamma, n)D$, 4 — ${}^6\text{Li}(\gamma, \alpha)D$, 5 — $D(\gamma, n)p$, 6 — $D(T, n){}^4\text{He}$, 7 — $D(D, n){}^3\text{He}$, 8 — $D(D, p)T$, 9 — $D(p, \gamma){}^3\text{He}$, 10 — $D({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}$, 11 — $D(n, \gamma)T$, 12 — $D({}^7\text{Li}, n\alpha){}^4\text{He}$.

образуется почти в одинаковых количествах как через реакцию ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$, так и через считавшуюся ранее основной реакцию $D(D, p){}^3\text{H}$.

На рисунке 8 представлены основные реакции с нуклонами, которые приводят к нуклеосинтезу обсуждаемых нуклидов вплоть до ${}^4\text{He}$ [4]. Использование результатов измерений лабораторных сечений для расчета скоростей этих реакций в первичном нуклеосинтезе несколько отлично от аналогичной процедуры при изучении звездного нуклеосинтеза за счет необходимости усреднения до значительно более низких энергий:

$$N_A \langle \sigma v \rangle \propto T^{-3/2} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE, \quad (5)$$

где T — температура плазмы, E — энергия частиц, N_A — число Авогадро, $N_A \langle \sigma v \rangle$ — скорость реакции, не зависящая от плотности. Для заряженных частиц, сечения которых имеют экспоненциальную энергетическую зависимость за счет проникновения через кулоновский барьер, результат интегрирования указанного выше уравнения содержит пик при эффективной энергии E_0 с шириной ΔE_0 , где

$$E_0 = 122 A^{1/3} (Z_1 Z_2)^{2/3} T_9^{2/3} \text{ кэВ},$$

$$\Delta E_0 = 237 A^{1/6} (Z_1 Z_2)^{1/3} T_9^{5/6} \text{ кэВ},$$

здесь A — приведенная масса взаимодействующих частиц и Z_1, Z_2 — их заряды.

Насколько низкие энергии следует принимать в расчет в случае первичного нуклеосинтеза, видно на примере реак-

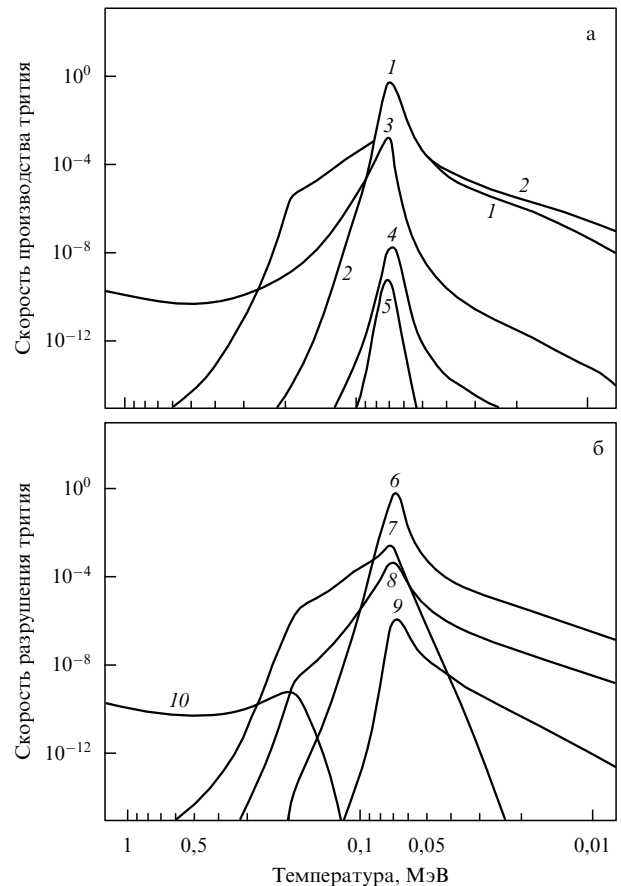


Рис. 5. Скорость наиболее важных реакций, приводящих к (а) производству — реакции 1–5 — и (б) разрушению — реакции 6–10 — трития [1]: 1 — ${}^3\text{He}(n, p)T$, 2 — $D(D, p)T$, 3 — $D(n, \gamma)T$, 4 — ${}^6\text{Li}(n, \alpha)T$, 5 — ${}^7\text{Li}(\gamma, \alpha)T$, 6 — $T(D, n){}^4\text{He}$, 7 — $T(p, n){}^3\text{He}$, 8 — $T(p, \gamma){}^4\text{He}$, 9 — $T(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$, 10 — $T(\gamma, n)D$.

ции $D(D, n){}^3\text{He}$: $E_0 = 6$ кэВ, $\Delta E_0 = 0.5\text{--}11$ кэВ при $T_9 = 0.01$ МэВ; $E_0 = 122$ кэВ, $\Delta E_0 = 0\text{--}360$ кэВ при $T_9 = 1.0$ МэВ и $E_0 = 360$ кэВ, $\Delta E_0 = 0\text{--}1260$ кэВ при $T_9 = 5.0$ МэВ. На рисунке 9 приведены результаты расчетов массовых долей ${}^4\text{He}$, D/H , $(D + {}^3\text{He})/H$, ${}^7\text{Li}/H$ в зависимости от барион-фотонного отношения [1]. Пунктирные кривые показывают погрешности рассчитанных выходов на уровне 2σ . Эти расчеты выполнены на основе анализа Монте-Карло с учетом погрешностей скоростей реакций первичного нуклеосинтеза и поправок на погрешности, которые возникают от самих численных расчетов.

1.2. Сравнение наблюдаемых и предсказанных выходов дейтерия и гелия

Сравнение предсказаний выходов по СМ с первичными выходами, которые могут быть оценены из современных наблюдений легких элементов, определяют ограничения на основной параметр стандартной модели Большого Взрыва (SBBN). Рассмотрим в этой связи оценки первичных выходов D , ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, основываясь на анализе [1], но с учетом более поздних наблюдательных данных по D и ${}^3\text{He}$.

1.2.1. Наблюдения

а) Первичный дейтерий. Дейтерий является самым хрупким из легких элементов из-за своего низкого заряда и низкой стабильности ($E_{\text{св}} = 2.22$ МэВ). Он разрушается в звезд-

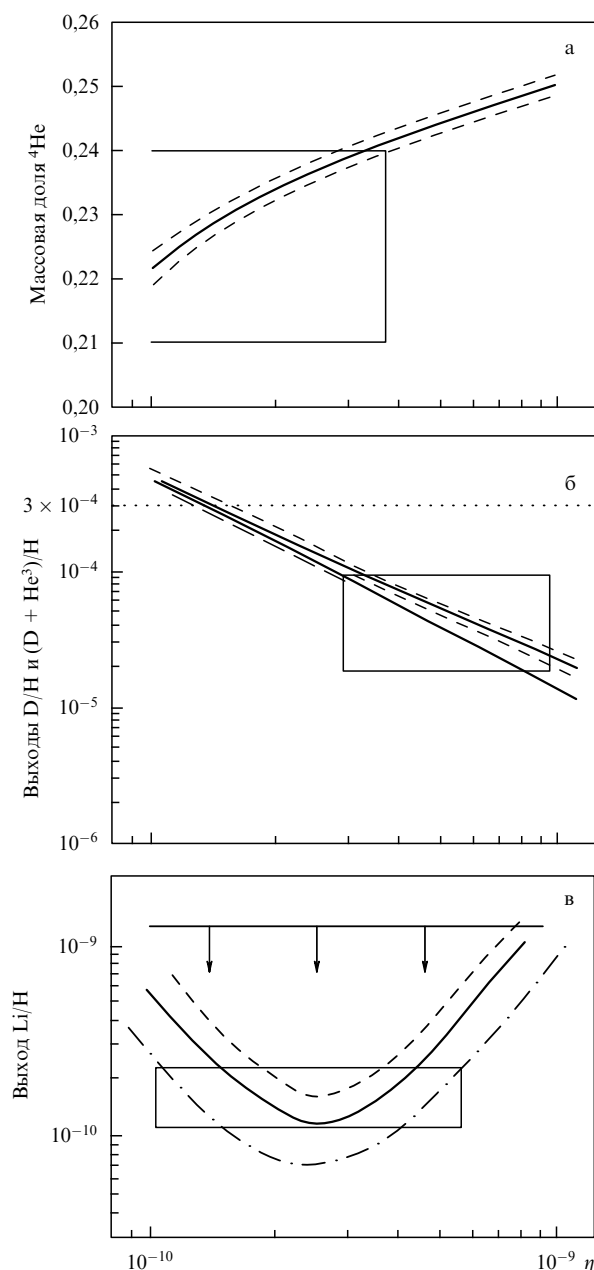


Рис. 9. Выходы легких элементов в зависимости от барион-фотонного отношения η : (а) ${}^4\text{He}$, (б) $D/H + {}^3\text{He}/H$, (в) ${}^7\text{Li}/H$ [1]. Прямоугольники ограничивают области значений выходов, полученных из наблюдательных данных.

разброс $D/H = 5 \times 10^{-6} - 2 \times 10^{-5}$. В последние годы основные результаты по современной распространенности дейтерия в местной межзвездной среде (МЗС) были получены с помощью космического телескопа Хаббла: $D/H = (1,65 \pm 0,07) \times 10^{-5}$ и $D/H \sim 10^{-5}$ на другом луче зрения [13].

Таким образом, мы можем принять для наблюдаемой распространенности дейтерия в настоящее время

$$D/H > (1,6 \pm 0,1) \times 10^{-5},$$

что и является нижним пределом $D_{\text{ВВ}}$.

В 1994 г. впервые наблюдали дейтерий в очень удаленных от нас по времени и расстоянию объектах. Это наблюдение было выполнено с помощью Кек-телескопа, который обнаружил спектральные линии поглощения дейтерия в скоплениях галактических облаков, находя-

щихся на луче зрения перед квазаром с высоким красным смещением, сильно обедненным металлами: $D/H = (1,9 - 2,5) \times 10^{-4}$ [14, 15]. Можно предположить, что в таком "старом" объекте, как квазар, наблюдаемая величина D/H отражает первичный выход $D_{\text{ВВ}}$. Таким образом, если только наблюдаемые спектры не подвергались искажению на пути следования сигнала в каком-либо другом водородном облаке с "неблагоприятной" скоростью, то можно утверждать, что мы впервые имеем дело с подлинным первичным выходом дейтерия:

Выходы	Рождение галактик $[(D/H)_{\text{ВВ}}]$	Рождение Солнца	Настоящее время
D/H металлы	$(1,9 - 2,5) \times 10^{-4}$ 0	$(2,6 \pm 1,0) \times 10^{-5}$ $\approx 2 \times 10^{-2}$ [16]	$(1,6 \pm 0,1) \times 10^{-5}$

Выход досолнечного дейтерия больше, чем современная распространенность, из-за его разрушения по реакции $D(p, \gamma) {}^3\text{He}$ и меньше первичного выхода $D_{\text{ВВ}}$, если отсутствует его производство на звездной стадии. Эти выводы подтверждаются данными таблицы. Разрушение дейтерия в соответствии с ними происходит в галактической истории примерно на порядок.

б) Первичные $D + {}^3\text{He}$. В отсутствие информации по квазарам при большом разбросе D/H , наблюдаемом в МЗС, а также из-за неопределенностей эффектов химической эволюции, пределы на выход первичного дейтерия оценивали обычно из анализа суммы первичных выходов ($D + {}^3\text{He}$).

Досолнечный выход ${}^3\text{He}$ так же, как и D , можно определить из анализа метеоритных данных по углистым хондритам, которые представляют собой, как обычно считается, первородное вещество Солнечной системы. С другой стороны, исследования богатых газами метеоритов и наблюдения солнечного ветра дают современную распространенность ${}^3\text{He}$, которая представляет собой комбинацию распавшегося дейтерия и первородного досолнечного гелия-3. Отсюда получается досолнечный выход дейтерия.

Авторы работы [1] находят $D_{\text{ВВ}} > 1,8 \times 10^{-5}$ с доверительной вероятностью 95 % и оценивают также выход ($D + {}^3\text{He}$), используя простую модель химической эволюции ${}^3\text{He}$: $(D + {}^3\text{He})_{\text{ВВ}} < 9 \times 10^{-5}$. Новые наблюдательные данные по выходу первичного дейтерия (см. табл.), очевидно, не укладываются в оценку этого верхнего предела, и он должен быть пересмотрен [17].

в) Первичный ${}^3\text{He}$. Непосредственное присутствие ${}^3\text{He}$ в солнечном ветре было получено с помощью металлических фольг, помещенных на лунной поверхности, а также из спектроскопических наблюдений солнечных вспышек. В межзвездной среде он наблюдается в НП-областях на расстоянии порядка 20 кпс от центра Галактики благодаря сверхтонкому переходу ${}^3\text{He}^+$ с длиной волны 3,46 см. Типичные величины для отношения выходов ${}^3\text{He}/H$ по данным наблюдений находятся в диапазоне $2 \times 10^{-5} - 8 \times 10^{-5}$ [1].

Выход первичного ${}^3\text{He}$ нельзя непосредственно определить из этих данных из-за неопределенностей, вызванных звездной переработкой состава вещества, содержащего ${}^3\text{He}$. Низкомассовые звезды стремятся синтезировать ${}^3\text{He}$, в то время как массивные звезды разрушают его. Разумно предложить, что в фазе ранней эволюции звезды (до главной последовательности) весь первичный D превращается в ${}^3\text{He}$. Произведенный таким образом ${}^3\text{He}$ вместе с первичным будет выживать в звездных слоях с

температурой ниже 7×10^6 К. При более высоких температурах ^3He сжигается в ^4He . Считается (см., например, [18]), что ^3He дополнительно производится на стадии горения водорода (на главной последовательности) и смешивается с поверхностью на стадии низкомассовой ветви красных гигантов (Red Giant Branch, RGB), переживая фазу тепловых импульсов асимметричной ветви красных гигантов (AGB).

Низкомассовые звезды являются, таким образом, в этой модели "чистыми" производителями ^3He . Авторы [18] вычислили галактическую эволюцию ^3He при различных предположениях о величине выхода первичного дейтерия и обнаружили, что когда производство ^3He в низкомассовых звездах ($M = 1 - 3M_\odot$) учитывается в расчетах эволюции, получается значительное его перепроизводство, превышающее солнечную распространенность и выходы, определенные в галактических НП-областях. Причина этого расхождения, по мнению авторов [18], состоит в сдвиге имеющихся результатов наблюдений в область подавленного ^3He в окрестностях массивных звезд (рис. 10). Следовательно, данные по ^3He не дают возможности оценить первичный выход $D_{\text{ВВ}}$ (^3He), чтобы использовать его для анализа параметра СМ. Более того, недавние наблюдения ^3He в планетарных туманностях (NGC 3242 и др.) [19, 20] приводят к сверхвысокому значению $^3\text{He}/\text{H} \sim 10^{-3}$, подтверждая сложность ситуации с предсказаниями первичного выхода этого нуклида. В разделе 2 мы более подробно рассмотрим данные по распространенности ^3He и модели его химической эволюции в Галактике.

г) Первичный ^4He . Оценка распространенности ^4He сделана на основе самых разных источников: оптических и радиоизлучательных линий от галактических туманностей, оптических линий поглощения в звездах, атмосферных данных планет, изучения солнечных осцилляций и других источников [1]. Это связано с тем, что ^4He является весьма распространенным элементом Вселенной, составляя примерно четверть ее барионной массы. Наиболее надежно первичный выход ^4He ($Y_{\text{ВВ}}$) определяют из анализа эмиссионных линий в обедненных металлами внегалактических НП-областях и карликовых галактиках, где гелий можно наблюдать через рекомбинацию ионов He^+ .

Наблюдаемую распространенность гелия в этих областях наносят на график как функцию "металличности", т.е.

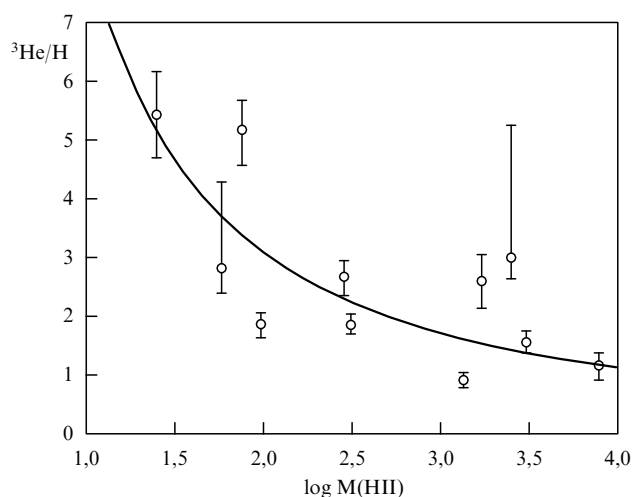


Рис. 10. Относительная распространенность $^3\text{He}/\text{H}$ в нескольких галактических областях НП как функция массы области [18].

содержания "металлов", под которым в астрофизике подразумевается содержание элементов тяжелее гелия. Полученную кривую экстраполируют к нулевой металличности, т.е. к началу химической эволюции. Величина массовой доли ^4He , полученная таким путем, предполагается равной $Y_{\text{ВВ}}$ — первичному выходу гелия. Анализ набора данных по НП-областям с металличностью меньше четверти солнечной с кислородом в качестве метки приводит к результату $Y_{\text{ВВ}} = 0,225 \pm 0,005$ и с азотом в качестве метки — к $Y_{\text{ВВ}} = 0,229 \pm 0,004$ [21] (погрешности статистические на уровне 1σ). Аналогичные результаты получены и в [3]. Авторы [22] использовали 14 самых низкометаллических объектов и определили $Y_{\text{ВВ}} = 0,220 \pm 0,007$, используя азот как метку. В [23] использованы недавние наблюдения ^4He в 50 низкометаллических областях НП с метками азота и кислорода для определения консервативного предела на $Y_{\text{ВВ}}$ на уровне 2σ . Отмечено, что данные наблюдений согласуются с величиной $Y_{\text{ВВ}} = 0,232 \pm 0,003$. На уровне 2σ это соответствует верхнему пределу $Y_{\text{ВВ}} < 0,238$ или, с введением систематической погрешности $\sigma_{\text{syst}} = \pm 0,005$, $Y_{\text{ВВmax}} < 0,243$. Эта оценка согласуется с анализом [1]: $0,21 < Y_{\text{ВВ}} < 0,24$.

Источники систематических погрешностей в наблюдениях ^4He могут быть обусловлены вкладом столкновительного возбуждения спектральных линий, вкладом нейтрального гелия, межзвездным "покраснением" (сдвиг спектральных линий в сторону более длинных волн), неопределенностями ионизирующего ультрафиолетового потока и другими источниками. Все эти эффекты затрудняют точный анализ спектральных линий ^4He и оценки его содержания.

1.2.2. Сравнение с предсказанными первичными выходами.

Из сравнения имевшихся к 1993 г. данных по наблюдению распространенностей $(D + ^3\text{He})/\text{H}$, $^4\text{He}/\text{H}$, $^7\text{Li}/\text{H}$ с предсказанными первичными выходами авторы [1] построили область допустимых значений, показанную на рис. 11. Эта область ограничена снизу пределом, полученным для первичного выхода $(D + ^3\text{He})$ и сверху — пределом, полученным для первичного выхода ^4He :

$$2,9 < \eta_{10} < 3,8. \quad (7)$$

Новые данные о существовании высоких выходов дейтерия резко смещают область допустимых значений к более низким величинам:

$$\eta < 2 \times 10^{-10}. \quad (8)$$

Если за первичный выход дейтерия принять значение $(1,9 - 2,5) \times 10^{-4}$ [14, 15], оно ограничивает предсказанные расчетные выходы ^4He и ^7Li величинами

$$Y_{\text{ВВ}}(^4\text{He}) = 0,228 - 0,236, \quad (^7\text{Li}/\text{H})_{\text{ВВ}} = (0,8 - 3,5) \times 10^{-10},$$

которые хорошо согласуются с непосредственными оценками [1]:

$$Y_{\text{ВВ}}(^4\text{He}) = 0,228 \pm 0,003, \\ (^7\text{Li}/\text{H})_{\text{ВВ}} = (1,1 - 2,3) \times 10^{-10}.$$

Следует, однако, отметить, что в настоящее время имеется и другая группа наблюдений, которая приводит к существенно более низкому $(D/\text{H})_{\text{ВВ}} \sim 3 \times 10^{-5}$ [24, 25]. В частности, одно из лучших недавних измерений D/H для квазара Q 1937 + 1009 с красным смещением $Z = 3,572$ дает значение $D/\text{H} = (3,3 \pm 0,3) \times 10^{-5}$ [26]. Анализ и измере-

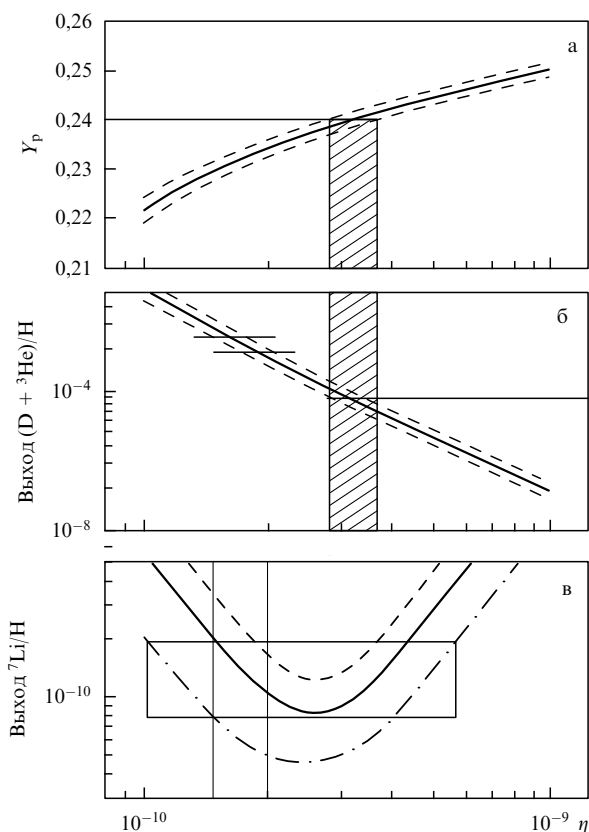


Рис. 11. Выходы легких элементов в зависимости от параметра η (то же, что на рис. 9). Заштрихованная область ограничивает область допустимых значений η , согласующихся с совокупностью всех наблюдательных данных, полученных к 1993 г. [1].

ния [27] также не приводят к высоким значениям D/H . В то же время в [28] снова подтверждаются данные [14, 15]. Таким образом, ситуация с оценкой $(D/H)_{\text{ВВ}}$ в настоящее время не является однозначной.

Рассмотрим теперь подробнее данные по ^3He в связи с его химической эволюцией в Галактике.

2. Химическая эволюция ^3He в Галактике

Как указано в разделе 1.2, ^3He является наиболее трудным изотопом для сравнения наблюдений его распространенности с предсказаниями первичного выхода, так как ^3He и производится, и разрушается в звездах. При этом, как мы видели выше, его звездная переработка очень чувствительна к первоначальной массе звезды. Кривая зависимости выхода ^3He от первоначальной массы звезды, показанная на рис. 12, получена из простой оценки выживания ^3He при температурах $T < 7 \times 10^6$ К. Если обозначить через g_3 долю ^3He , который выживает в звездных недрах, то выход ^3He в момент времени t описывается соотношением:

$$(^3\text{He}/\text{H})_t > g_3 [(D + ^3\text{He})/\text{H}]_p - g_3 (D/\text{H})_t. \quad (9)$$

При этом $D + ^3\text{He}$ увеличивается со временем, если $g_3 > 1$, и уменьшается, если $g_3 < 1$.

До работы [18] при использовании соотношения (9) для анализа химической эволюции ^3He его производством в низкомассовых звездах обычно пренебрегали, выбирая $g_3 < 1$. Различная судьба ^3He в высоко- и низкомассовых звездах связана с тем обстоятельством, что для звезд с

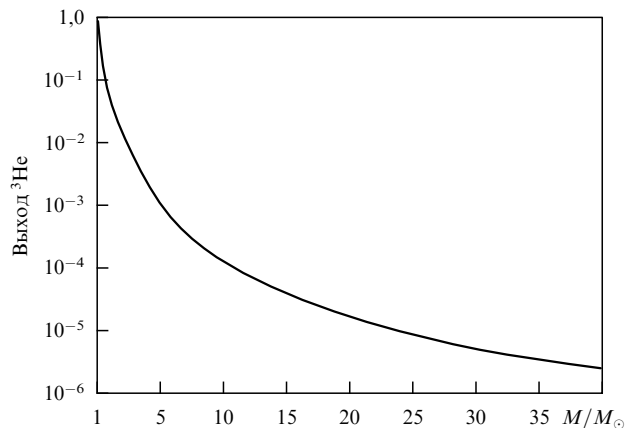


Рис. 12. Дифференциальный выход ^3He как функция звездной массы [18].

массой $M < 2M_\odot$ доминирует p - p -горение водорода и производство ^3He в реакциях



в то время как для звезд с массой $M > 2M_\odot$ доминирует CNO-цикл и ^3He разрушается [29–31]. С учетом влияния производства ^3He в низкомассовых звездах на величину g_3 , в [18] рассмотрены три модели его химической эволюции с различными значениями первичного выхода:

1. $(D/H)_{\text{ВВ}} = 7,5 \times 10^{-5}$, $g_3 = (2,7; 1,2; 0,9)$;
2. $(D/H)_{\text{ВВ}} = 2,5 \times 10^{-4}$, $g_3 = (1,4; 0,9; 0,8)$;
3. $(D/H)_{\text{ВВ}} = 3,5 \times 10^{-5}$, $g_3 = (4,4; 1,6; 1,1)$. (11)

Три значения g_3 в (11) соответствуют выбору трех значений масс звезд, которые являются "чистыми" производителями ^3He : $M = 1; 2; 3M_\odot$.

Полученные результаты для выбранных параметров показаны на рис. 13. Как видно, во всех трех моделях получается перепроизводство ^3He по сравнению с солнечной величиной. Наибольшее расхождение имеет место для модели с первичным выходом дейтерия $(D/H)_{\text{ВВ}} = 2,5 \times 10^{-4}$, величиной, которая, возможно, и наблюдается сейчас в квазарах согласно данным [14, 15, 28]. В этом состоит сегодняшняя загадка ^3He .

В [18] отмечается, что наблюдаемая дисперсия распространенности ^3He относительно массы галактических НП-областей может быть объяснена разрушением ^3He короткоживущими звездами большой массы и производством ^3He в низкомассовых звездах. Таким образом, при оценке выхода ^3He , синтезированного при Большом взрыве, мы должны доверять скорее весьма скудным данным по низкомассовым НП галактическим областям, чем по массивным областям. Низкомассовые области ответственны за современную распространенность ^3He . Это подтверждается высокими значениями выхода $^3\text{He}/\text{H}$, получаемыми из результатов наблюдений ^3He в планетарных туманностях [19, 20].

В [32] рассмотрены новые модели химической эволюции D и ^3He , в которых D может разрушаться в значительной степени, но при этом не происходит перепроизводство ^3He . Эти модели основаны на расчетах выброса вещества из сверхновых [33]. Оказывается, что результаты анализа химической эволюции ^3He существенно зависят от состояния звезды в фазе красного гиганта. Если на этой стадии

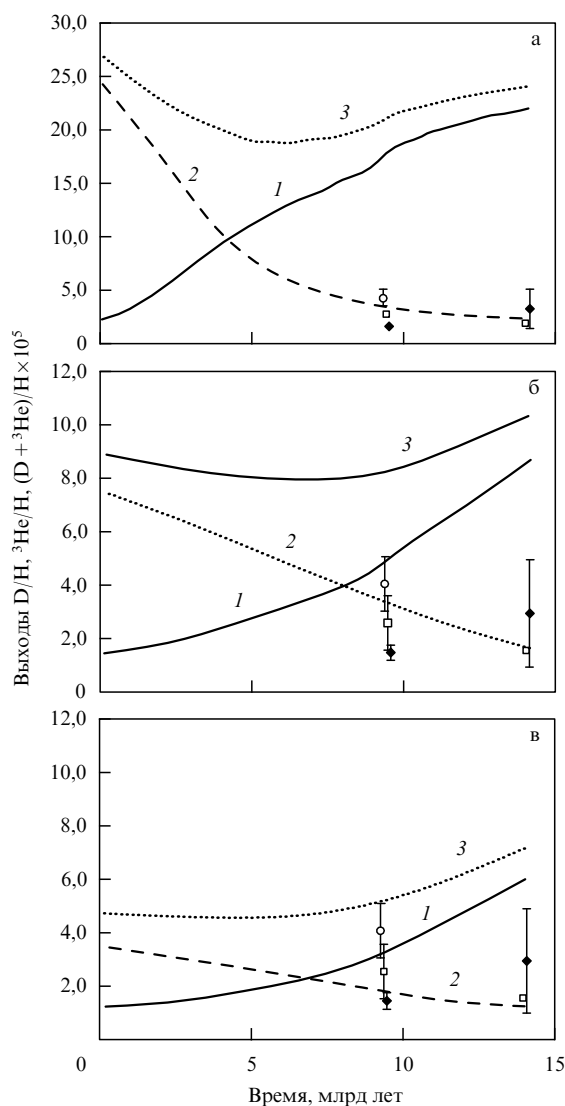


Рис. 13. Эволюция выходов легких элементов как функция времени в моделях с "чистым" производством ^3He в низкокассовых красных гигантах [18]: 1 — $^3\text{He}/\text{H}$, 2 — D/H , 3 — $(\text{D} + ^3\text{He})/\text{H}$. Показаны наблюдательные данные в эпоху образования Солнечной системы ($t = 9,6$ млрд лет) и в настоящее время ($t = 14,2$ млрд лет): D/H — $\square$, $^3\text{He}/\text{H}$ — $\blacklozenge$, $(\text{D} + ^3\text{He})/\text{H}$ — $\circ$. Приняты значения первичного выхода дейтерия: (а) $(\text{D}/\text{H})_{\text{BV}} = 7,5 \times 10^{-5}$, (б) $(\text{D}/\text{H})_{\text{BV}} = 2,5 \times 10^{-4}$, (в) $(\text{D}/\text{H})_{\text{BV}} = 3,5 \times 10^{-5}$.

присутствуют эффекты ротационного смешивания [34], то некоторые низкокассовые звезды, производящие ^3He до главной последовательности, оказываются его "чистыми" разрушителями. Такое разрушение ^3He происходит уже после фазы главной последовательности и поэтому кривые его эволюции, полученные в предыдущих расчетах [18] (см. рис. 13) справедливы лишь для чистого производства ^3He на главной последовательности. С учетом эффектов разрушения ^3He [34] не только звездами с большой массой, но и в результате ротационного смешивания вещества в звездах низкокассовой области, картина химической эволюции ^3He изменяется и, тем самым, можно получить согласие со значениями его выходов во время образования Солнца и в настоящее время (рис. 14). Следует, однако, отметить, что такие расчеты (см. рис. 14) по-прежнему не объясняют высокое значение $^3\text{He}/\text{H}$, наблюдаемое в планетарных туманностях. Поэтому сохраняется возможность того,

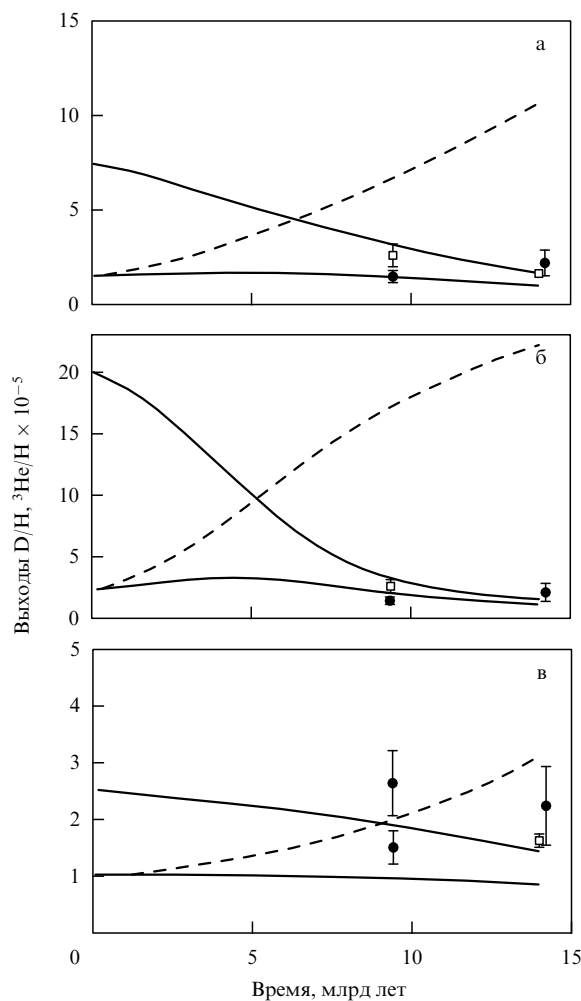


Рис. 14. Эволюция выходов D/H и $^3\text{He}/\text{H}$ как функция времени в моделях с разрушением и производством ^3He в низкокассовых красных гигантах [29]. Приняты значения первичного выхода дейтерия: (а) $(\text{D}/\text{H})_{\text{BV}} = 7,5 \times 10^{-5}$, (б) $(\text{D}/\text{H})_{\text{BV}} = 2 \times 10^{-4}$, (в) $(\text{D}/\text{H})_{\text{BV}} = 2,5 \times 10^{-5}$.

что некоторая доля звезд в области масс $1-3 M_{\odot}$ не разрушает свой ^3He в фазе эволюции после главной последовательности.

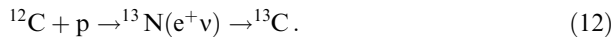
3. Является ли проблема производства ^3He галактической или космологической?

3.1. ^3He в красных гигантах

Наиболее сильное доказательство дополнительного производства ^3He в звездах (или же его более высокого выхода в первичном нуклеосинтезе) связано с наблюдением этого изотопа в галактических планетарных туманностях. Как уже отмечалось выше, первое обнаружение ^3He в NGC 3242 [19] показало, что низкокассовые звезды могут являться интенсивными производителями ^3He . Наблюдаемый выход $^3\text{He}/\text{H} \sim 10^{-3}$ в NGC 3242 и других туманностях оказался в хорошем количественном согласии с расчетными величинами для звезд с $M \sim M_{\odot}$ [20]. В то же время, поскольку наблюдения в галактической межзвездной среде дают выход $^3\text{He}/\text{H} \sim 10^{-5}$, естественно, возникает вопрос, представляют ли упомянутые галактические туманности исключение или отражают природу эволюции

^3He в низкомассовых звездах. Аномально низкие отношения $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, наблюдаемые во многих красных гигантах, подтверждают возможность процесса сильного смешивания вещества и, тем самым, разрушения своего ^3He . Однако, как отмечено в [20], этот механизм действует эффективно только в звездах с массой, меньшей двух солнечных масс.

Напомним, что красный гигант представляет собой звезду с гелиевым ядром, вокруг которого в тонком слое протекают реакции термоядерного горения водорода, либо звезду с углеродно-кислородным ядром, окруженным двумя слоями горения — водородным и гелиевым. Перенос энергии в протяженных холодных оболочках красных гигантов осуществляется с помощью конвекции, которая выносит в атмосферу звезды продукты ядерного горения из ее неустойчивых тонких слоев. Для красных гигантов характерна заметная потеря вещества за счет истечения его в межзвездное пространство — так называемый "звездный ветер". Состав вещества звездного ветра обусловлен смешиванием, которое происходит во внешних слоях красного гиганта при продвижении к ним оболочки горящего водорода (т.е. протонов), приводящим к обогащению углерода ядрами ^{13}C по реакции



В [20] предложено следующее объяснение загадки ^3He на "звездном уровне":

1. Звезды с массой, меньшей $2M_{\odot}$, разрушают ^3He на стадии их эволюции после главной последовательности, поставляя вещество с истощенным ^3He в межзвездную среду, что согласуется с низкими значениями выхода $^3\text{He}/\text{H}$, измеренными в досолнечном веществе в галактических НП-областях и околосолнечном космическом пространстве.

2. Высокие выходы ^3He в планетарных туманностях связаны с их прародительской массой, большей $2M_{\odot}$, либо с механизмом, препятствующим сильному смешиванию вещества.

В [20] также проанализированы планетарные туманности с измеренным выходом ^3He и найдено, что прародительские массы этих планетарных туманностей не превышают $2,5M_{\odot}$. На рисунке 15 показан расчетный выход ^3He в зависимости от прародительской массы на главной последовательности шести планетарных туманностей и приведены области значений $^3\text{He}/\text{H}$, полученные из наблюдений. Расчет сделан для случая нестандартного смешивания на основе указанных выше предположений.

Таким образом, эти результаты в совокупности с наблюдениями планетарных туманностей не подтверждают предположение о сильном истощении ^3He для всей области низкомассовых звезд. Лишь при $M < 2,5M_{\odot}$ получаются большие значения $^3\text{He}/\text{H}$.

3.2. ^3He в первичном нуклеосинтезе

Как показано в предыдущем разделе, при рассмотрении химической эволюции ^3He в Галактике трудно обеспечить согласие между его наблюдаемыми и предсказываемыми распространенностями. Таким образом, "полезность этого изотопа как космологического бариометра остается в высшей степени под вопросом" [20]. Большая величина распространенности ^3He в галактических планетарных туманностях может говорить не только о его значительном производстве в звездах, но и о, возможно, дополнительном его производстве в космологическом нуклеосинтезе.

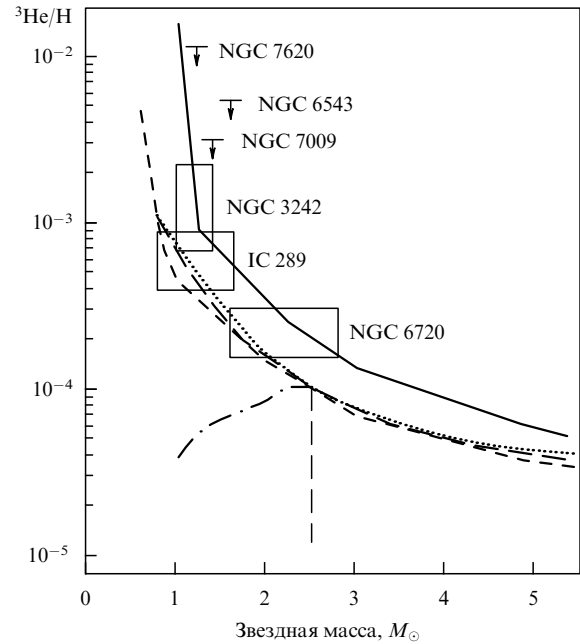
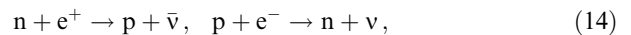


Рис. 15. Распространенность ^3He в планетарных туманностях в зависимости от массы прародительских звезд. Кривые — модельные расчетные выходы в предположении глубокого смешивания вещества в красных гигантах с массой $M < 2,5M_{\odot}$ [2].

Мы указали недавно на возможный вклад нейтрино в увеличение производства ^3He за счет экзотермической реакции с тритием [35]:



Если первичный нуклеосинтез отстоит по времени достаточно далеко от момента "развязки" равновесия реакций слабого взаимодействия

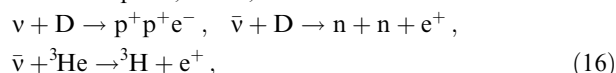


то нейтринный поток будет относительно малым для заметного вклада реакции (13). Однако, если момент развязки близок к моменту нуклеосинтеза, нейтринный поток по своей величине будет примерно "равновесным", т.е. число нейтрино будет приблизительно равно числу протонов. Это может быть достигнуто, например, в тех случаях, когда скорость слабых взаимодействий в ранней Вселенной отличается от современной [36]. В этом случае для первичного нуклеосинтеза (см. рис. 8) в предположении, что каналы образования ^3H и ^3He в реакциях с нейтронами ($D + n$) и протонами ($D + p$) равноценны, получаем

$$\frac{(^3\text{He})_{\nu+\tau}}{(^3\text{He})_{D+p}} = 1 - \exp(-\sigma_{\nu} f_{\nu}). \quad (15)$$

Здесь $\sigma_{\nu} \sim 10^{-44} \text{ см}^2 (E_{\nu}/m_e c^2)^2$ — сечение захвата нейтрино тритием, f_{ν} — интегральный поток нейтрино, E_{ν} — энергия нейтрино, m_e — масса электрона. Для $f_{\nu} > 10^{43} \text{ см}^{-2}$ доли ^3He , производимого нейтринными захватами и ядерными реакциями с заряженными частицами, становятся сравнимыми. Так как размеры Вселенной в момент первичного нуклеосинтеза составляют $10^{11} - 10^{12} \text{ см}$, такой нейтринный поток вполне реалистичен. В результате мы имеем увеличение ^3He благодаря дополнительному каналу его производства. В то же время выход ^4He практически не изменяется вследствие замкну-

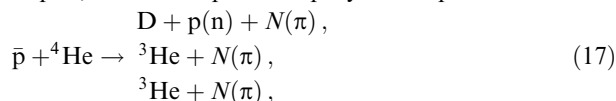
того цикла реакций, приводящих к его образованию. Вклады других возможных реакций с участием нейтрино или антинейтрино, таких, как



при $T \sim 1$ МэВ пренебрежимо малы по сравнению с реакцией (13), и они не могут изменить выходы дейтерия и гелия-4.

Отсюда возникает необходимость расчетов первичного нуклеосинтеза с изменяющимися входными параметрами, такими, как момент "развязки" равновесия слабых взаимодействий или величина нейтрон-протонного отношения, которая может отличаться от принятой при рассмотрении неоднородных моделей первичного нуклеосинтеза.

Еще один возможный механизм дополнительного образования D и ${}^3\text{He}$ в период завершения космологического нуклеосинтеза рассмотрен в [5] на основе аннигиляции ядер ${}^4\text{He}$ при их взаимодействии с антипротонами. Антипротоны могут появиться во Вселенной при $10^2 < t < 10^{13}$ с за счет распада метастабильных частиц, испарения черных дыр и наличия доменов антивещества. Дейтерий, гелий-3 и тритий образуются в реакциях



где $N(\pi)$ — число пионов.

Разрушение даже небольшой доли ${}^4\text{He}$ ($\sim 10^{-4}$) при аннигиляции с антипротонами может привести к синтезу практически всего наблюдаемого обилия D и ${}^3\text{He}$. При отношении концентраций ${}^3\text{He}/\text{H} = 4 \times 10^{-5}$ ограничение, полученное в [5] для отношения числа антипротонов к числу протонов, составляет $N(\bar{p})/N(p) < 2,5 \times 10^{-3}$.

Дополнительный косвенный механизм образования D, ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ при аннигиляции $\bar{p} + {}^4\text{He}$ появляется, если плотность вещества достаточно велика. Свободные нейтроны, образующиеся в реакции $\bar{p} + {}^4\text{He} \rightarrow D + n + N(\pi)$ могут до своего распада провзаимодействовать с протонами или дейтонами, давая соответственно дейтерий и тритий. В свою очередь протоны могут давать ${}^3\text{He}$ в реакции $p + D \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$. Отсюда вытекает необходимость экспериментального исследования выходов ${}^3\text{He}$ и D в реакциях $\bar{p} + {}^4\text{He}$.

4. Заключение

В [20] показано, что с учетом разрушения ${}^3\text{He}$ в низкомассовых красных гигантах выход его мало изменяется в истории Галактики; тем самым сделана попытка преодолеть трудности объяснения больших значений отношения

концентраций D/H в линиях поглощения квазаров и больших значений выхода ${}^3\text{He}$ в планетарных туманностях на "галактической основе". Это один из путей решения проблемы гелия-3.

Другая точка зрения, возможно, состоит в обращении к нестандартным моделям первичного нуклеосинтеза.

Эта работа поддержана грантом Научно-учебного центра "Космион" и грантом Радиового института им. В.Г. Хлопина.

Список литературы

- Smith M S, Kawano L N, Malany R A *Astroph. J. Suppl.* **85** 219 (1993)
- Зельдович Я Б, Новиков И Д *Строение и эволюция Вселенной* (М.: Наука, 1975)
- Walker T P et al. *Astrophys. J.* **376** 51 (1991)
- Крамаровский Я М, Чечев В П *Синтез элементов во Вселенной* (М.: Наука, 1987)
- Хлопов М Ю, Четектин В М *ЭЧАЯ* **18** 627 (1987)
- Бисноватый-Коган Г С, Четектин В М *Письма в ЖЭТФ* **17** 662 (1973)
- Epstein R I, Lattimer J M, Schramm D N *Nature* (London) **263** 198 (1976)
- Geiss J, in *Origin and Evolution of the Elements* (Eds N Prantzos, E Vangioni-Flam, M Casse) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993) p. 79
- Beer R et al. *Science* **175** 1360 (1972)
- Jefferts K B, Penzias A A, Wilson R W *Astrophys. J.* **179** L57 (1973)
- Spitzer L et al. *Astrophys. J.* **181** L116 (1973)
- Rogerson J B, York D C *Astrophys. J.* **186** 95 (1973)
- Linsky J L et al. *Astrophys. J.* **402** 694 (1992)
- Songaila A et al. *Nature* (London) **368** 599 (1994)
- Carswell R F et al. *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **278** 518 (1996)
- Anders E, Grevesse N *Geochim. Cosmochim. Acta* **53** 197 (1989)
- Vangioni-Flam E, Casse M *Astrophys. J.* **441** 471 (1995)
- Olive K A et al. *Astrophys. J.* **444** 680 (1995)
- Rood R T, Bania T H, Wilson T L *Nature* (London) **355** 618 (1992)
- Galli D et al. *Astroph. J.* **477** 218 (1997)
- Pagel B E J et al. *Phys. Scripta* **36** 7 (1991)
- Fuller G M, Boyd R N, Kalen J D *Astrophys. J. Lett.* **371** L11 (1991)
- Olive K A, Steigman G *Astroph. J. Suppl.* **97** 49 (1995)
- Tytler D, Fan X-M, Burles S *Nature* (London) **381** 207 (1996)
- Burles S, Tytler D *Astrophys. J.* **460** 584 (1996)
- Burles S, Tytler D, astro-ph/9712108
- Levshakov S A, Kegel W H, Takahara F, astro-ph/9712305, in *Particle Cosmology* (Eds K Sato, T Yangida, T Shiromizu) (Tokyo: Universal Academy Press, Inc., 1997); Levshakov S A, Takahara F, Kegel W H, astro-ph/9712136
- Rugers M, Hogan C J *Astrophys. J. Lett.* **459** L1 (1996)
- Iben I Jr., Truran J W *Astrophys. J.* **220** 980 (1978)
- Fields B D, Olive K A *Phys. Lett. B* **368** 103 (1996)
- Dearborn D S P, Schramm D N, Steigman G *Astrophys. J.* **302** 35 (1986)
- Olive K A et al. *Astrophys. J.* **479** 752 (1997)
- Scully S et al. *Astrophys. J.* **476** 521 (1997)
- Boothroyd A I, Malaney R A, astro-ph/9512133 (см. [32])
- Крамаровский Я М, Чечев В П, в кн. *48-е Собрание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, 16–19 июня 1998, Москва*, с. 148
- Крамаровский Я М, Левин Б М, Чечев В П *Яд. физ.* **55** 441 (1992)

The puzzle of the lightest elements: observations, predictions, hypotheses

Ya.M. Kramarovskii, V.P. Chechev

V G Khlopin Radium Institute,
2nd Murinskii prosp. 28, 194021 St. Petersburg
Tel. (812) 247-37-06. Fax (812) 247-80-95

The prediction that deuterium and helium-3 are produced in cosmological nuclear fusion, together with recent data on their interstellar abundance, have attracted the attention of astrophysicists to models of how these nuclides were produced and destroyed back at the Galaxy's pre-stellar stage. In particular, the question is being actively discussed, whether the observed yields of D and ${}^3\text{He}$ can be employed to pose restrictions on the Standard Model of Big Bang nuclear fusion. In this work some aspects of this problem are discussed.

PACS numbers: **95.30.-k**, **98.80.-k**, **98.80.Ft**

Bibliography — 39 references

Received 20 August 1998, revised 1 March 1999