

УДК: 524.86

ЭВОЛЮЦИЯ ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ С МАССИВНЫМИ  
НЕСТАБИЛЬНЫМИ ЛЕПТОНАМИ

Б. В. ВАЙНЕР, Ю. А. ЩЕКИНОВ, М. Б. ЭНТЭЛЬ

Поступила 26 февраля 1985

Принята к печати 20 июля 1985

В работе проанализированы различные аспекты присутствия в ранней Вселенной нестабильных массивных нейтрино. Рассчитаны тепловая история Вселенной и космологический нуклеосинтез. Получены ограничения на величину средней плотности барионов во Вселенной, на массу и константу распада тяжелых лептонов. Сопоставление с имеющимися наблюдениями распространенности легких элементов позволяет указать, что модель с  $m_H = 5-100$  МэВ и  $\tau_H = 10^3-10^4$  с удовлетворительно согласуется с наблюдениями, если  $\Omega_b = 0.03-0.06$  и постоянная Хаббла  $H_0 = 50$  км/с Мпс.

1. *Введение.* Одним из наиболее фундаментальных результатов, полученных в горячей модели Вселенной, является предсказание массовой концентрации легких элементов ( $\text{He}^4$ ,  $\text{He}^3$ ,  $\text{D}$ ), в основном хорошо согласующееся с современными наблюдениями [1, 2]. Детальные численные расчеты космологического нуклеосинтеза [3] позволили выявить многие качественные и количественные черты этого процесса. В частности, установлена слабая (логарифмическая) зависимость выхода гелия от плотности вещества и существенная зависимость от числа типов релятивистских безмассовых частиц [4]. Обилие дейтерия, напротив, очень сильно зависит от плотности барионов во Вселенной, что позволяет использовать наблюдения концентрации дейтерия для определения этой величины. Из расчетов [3] также видно, что существует определенный диапазон значений плотности вещества, в котором результирующий выход  $\text{Li}^7$  также хорошо согласуется с имеющимися, правда, весьма ограниченными, наблюдениями [5, 6]. Попытки определения параметров космологических моделей непосредственным сопоставлением результатов численных расчетов с наблюдательными данными сталкиваются с весьма существенными трудностями, связанными с изменением обилий легких элементов за время жизни Галактики. Задача вычисления факторов эволюционности еще далека от своего завершения, однако уже сейчас можно указать вполне

определенный интервал, в котором заключены эти величины, и тем самым существенно расширить возможности использования наблюдений легких элементов для отбора наиболее адекватных моделей Вселенной [2, 7]. Но в последнее время возникло новое, неожиданное обстоятельство, существенно усложнившее решение этой проблемы. Дело в том, что в современной физике элементарных частиц не исключена возможность существования на самых ранних стадиях эволюции Вселенной массивных нестабильных лептонов (подробнее см. [8]). Различные космологические следствия, вытекающие из факта существования таких частиц, исследовались в работах [8—11]. В частности, влияние этих частиц на выход легких элементов, зависящее от их массы покоя и времени распада, оказывается весьма существенным [8]. Хорошо известно, что в стандартной модели без нестабильных лептонов выход дейтерия резко уменьшается с ростом плотности барионов [3]. Но тогда, если в настоящее время плотность вещества близка к критической, происхождение наблюдаемой массы дейтерия следует объяснять каким-то другим, не космологическим процессом нуклеосинтеза. В недавней работе [12] предложено рассмотреть образование нейтронов, возникающих при взаимодействии антинейтрино, испущенных распадающимися лептонами, с водородом космологического субстрата. Образующиеся нейтроны непосредственно после окончания синтеза гелия будут связываться с протонами, генерируя, согласно [12], наблюдаемое количество дейтерия. Таким образом, обилие этого элемента, измеряемое в настоящее время, уже не может служить прямым тестом для определения средней плотности вещества. Появляется еще ряд параметров (масса лептона, его время жизни), которые не могут быть установлены только из наблюдений содержания дейтерия. Возникает задача исследования всех возможных следствий существования массивных нестабильных лептонов, сопоставления результатов расчетов с наблюдениями и, тем самым, определения характеристик космологических моделей, допустимых значений массы и времени распада этих частиц. Определенные аспекты этой проблемы рассматривались в работах [8—11]. В этой статье основное внимание мы уделим исследованию космологического нуклеосинтеза и сопоставлению результатов расчетов с современными наблюдениями. Покажем, что 1) вся видимая масса дейтерия не может синтезироваться иначе как в процессе космологического нуклеосинтеза; 2) плотность энергии покоя тяжелых лептонов ускоряет расширение Вселенной, что увеличивает выход дейтерия, но не меняет выход  $\text{He}^3$ ; 3) увеличение обилия  $\text{He}^4$  за счет сдвига момента закалки нейтронов и роста энтропии при распаде тяжелых лептонов достигает величины  $\Delta Y = 0.04—0.05$ , что уменьшает плотность барионов до  $\Omega_b = 0.03—0.06$ . Кроме того, будут рассмотрены некоторые другие следствия существования тяжелых нестабильных лептонов.

2. *Тепловая история.* Поскольку мы предполагаем рассмотрение лишь ранних стадий эволюции Вселенной, на которых кривизна трехмерного пространства не играет никакой роли, интервал пространства—времени запишем в виде:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (1)$$

где  $R(t)$  — масштабный фактор Фридмановской модели. Система уравнений, определяющих поведение температуры  $T(t)$ , масштабного фактора  $R(t)$  и удельной энтропии  $s(t)$ , следует из  $\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$  компонента уравнений Эйнштейна:

$$3 \left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = 8\pi G \rho_r; \quad (2)$$

$G$  — гравитационная постоянная, следствия тождества Бианки:

$$3 \frac{\dot{R}}{R} = - \frac{\rho_r}{\rho_t + p_t/c^2}, \quad (3)$$

и уравнения состояния, которое мы выпишем ниже.

В формулах (2) и (3) полная плотность космологического субстрата  $\rho_t$  может быть представлена в виде суммы плотностей ультрарелятивистской материи  $\rho_m$  и тяжелых нестабильных лептонов  $\rho_H$ . То же самое относится и к давлению. С точки зрения влияния на космологический нуклеосинтез нас будут интересовать лишь лептоны с массами покоя  $m_H > 1$  МэВ (случай, когда  $m_H \ll 1$  МэВ, фактически рассмотрен в [4]). Как показывают расчеты [8, 9], такие тяжелые нейтрино «отрываются» от вещества при температурах  $T_d \geq 3 \cdot 10^{10}$  К. Поэтому, если бы они были абсолютно стабильными, уравнение (3) расщепилось бы на два независимых уравнения для  $\rho_m$  и  $\rho_H$ . Однако существование столь тяжелых стабильных нейтрино «запрещено», т. к. пересчитанная на сегодня их плотность энергии существенно превосходит критическую, что противоречит определенному по различным наблюдениям возрасту Вселенной.

В дальнейшем мы рассмотрим следующие каналы распада тяжелых лептонов:

$$\nu_H \rightarrow \nu_e + \gamma; \quad \nu_H \rightarrow \nu_e + e^+ + e^-; \quad \nu_H \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e + \nu_e. \quad (4)$$

и соответственно для  $\bar{\nu}_H$ .

Очевидно, что время термализации  $e^+$ ,  $e^-$  и  $\gamma$ , испущенных в распаде (4), значительно меньше космологического времени, пока температура ве-

щества достаточно высока. Электронные нейтрино, наоборот, практически не взаимодействуют с веществом, точнее говоря, это взаимодействие не изменяет плотности энергии и энергетического распределения  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$ , если температура космологического субстрата  $T_m \leq 10^{10}$  К. Поскольку вероятность каждого из процессов (4) неизвестна, будем учитывать их вклад постоянными коэффициентами  $\alpha_i$  (естественно,  $\sum_i \alpha_i = 1$ ). Для пространственной плотности тяжелых нестабильных лептонов  $n_H$  можно записать уравнение:

$$\dot{n}_H = -3 \frac{\dot{R}}{R} n_H - \lambda n_H \quad (5)$$

где  $\lambda$  — постоянная распада.

Решение (5) с начальным условием, заданным в момент «отрыва»  $t_d$  лептонов  $\nu_H$  от остального вещества  $n_H(t_d) \equiv N_H$ , запишется в виде:

$$n_H = N_H (R_d/R)^3 \exp[-(t - t_d) \cdot \lambda], \quad (6)$$

где  $R_d \equiv R(t_d)$ .

Поскольку полная плотность массы  $\nu_H$  и  $\bar{\nu}_H$  при  $T < m_H$

$$\rho_H = 2m_H n_H = 2m_H N_H (R_d/R)^3 \exp[-\lambda(t - t_d)], \quad (7)$$

уравнение (3) можно привести к виду

$$\dot{\psi} = \lambda \rho_H R^4 = 2\lambda m_H N_H R_d^3 R \exp[-\lambda(t - t_d)], \quad (8)$$

где  $\psi(t) = \rho_m R^4$ .

При получении (8) мы считали  $\rho_m = \frac{\rho_m c^2}{3}$  и  $p_H = 0$ .

Подставляя (7) и (8) в (2) и исключая  $\psi(t)$  из полученной системы уравнений, после несложных преобразований получим уравнение для масштабного фактора  $R(t)$ :

$$R^2 \ddot{R} + R \cdot \dot{R}^2 = \frac{8\pi G}{3} m_H N_H R_d^3 \exp[-\lambda(t - t_d)]. \quad (9)$$

В безразмерных переменных  $x = \lambda(t - t_d)$  и  $z = \left(\frac{3\lambda^2}{8\pi G m_H N_H}\right)^{2/3} \left(\frac{R}{R_d}\right)^2$

(9) существенно упрощается:

$$z^{1/2} z'' = 2e^{-x}, \quad (10)$$

где  $z' \equiv \frac{dz}{dx}$ . Начальные условия для (10):

$$z(x=0) = \left( \frac{3z_0^3}{8\pi G m_H N_H} \right)^{2/3};$$

$$z'(x=0) = \frac{2z(x=0)}{\lambda} \left[ \frac{8\pi G}{3} \left( \chi \frac{\sigma T_d^4}{c^3} + 2m_H N_H \right) \right]^{1/2}.$$

Здесь  $\chi$  — суммарный статистический вес,  $\sigma$  — постоянная Стефана-Больцмана. Уравнение (10) не имеет точного аналитического решения, поэтому, прежде чем провести численное решение (10), мы исследуем поведение  $z(x)$  при  $x \ll 1$  и при  $x \gg 1$ . Когда доля распавшихся тяжелых лептонов мала, т. е.  $e^{-x} \approx 1$ , решение уравнения (10) записывается в виде

$$x = \frac{1}{24} [(z_0')^2 + 8(z^{1/2} - z_0^{1/2})^{1/2} \cdot [8z_0^{1/2} + 4z^{1/2} - (z_0')^2] - \frac{1}{24} z_0' [12z_0^{1/2} - (z_0')^2]. \quad (11)$$

Громоздкое выражение (11) существенно упрощается при  $|z - z_0| \ll z_0$ , т. е. в той области, где плотность ультрарелятивистской материи  $\rho_m \gg \rho_H$ . Тогда

$$z - z_0 \approx z_0' x + x^2/z_0^{1/2}. \quad (12)$$

Если же  $z \gg (z_0')^4$ ;  $z_0$ , но  $x \ll 1$ , решение (11) соответствует „пылевой“ стадии доминирования  $\nu_H \bar{\nu}_H$

$$z \approx \left( \frac{3}{\sqrt{2}} x \right)^{4/3}. \quad (13)$$

После распада тяжелых лептонов, Вселенная опять становится радиационно-доминированной\*, и решение (10) при  $x \gg 1$  имеет хорошо известную «ультрарелятивистскую» асимптотику:

$$z \approx C_1 x, \quad (14)$$

где  $C_1 = \text{const.}$

Результаты численного решения (10) для различных значений  $m_H$  и  $\lambda$  приведены на рис. 1. Величины  $N_H$  и  $T_d$ , необходимые для задания начальных условий, взяты нами из работы [9]. Следует заметить, что поскольку для всех  $\nu_H$  с массами  $m_H > 1$  МэВ температура „отрыва“  $T_d > 3.4 \cdot 10^{10}$  К [9], статистический вес

$$\chi = 1 + \frac{7}{4} + \frac{7}{8} N_\nu \left( \frac{T_\nu}{T} \right)^4. \quad (15)$$

\* Всяду предполагается, что  $\lambda > 10^{-10} \text{ с}^{-1}$ .

В (15) первый член — вклад фотонов, второй — электрон-позитронных пар, третий — нейтрино с массами  $m \ll T_d$  (или безмассовых),  $N$ , — число типов таких нейтрино. Если принять  $N = 3$ , то при  $T > T_c = 5 \cdot 10^9$  К — температуры, при которой происходит аннигиляция  $e^+e^-$ ,  $\chi = 5.35$ . После аннигиляции, т. е. при  $T < T_c$ , температура нейтринного газа  $T_n = (4/11)^{1/3} T$ , и тогда  $\chi = 1.45$ , если  $N = 2$  и  $\chi = 1.68$ , если  $N = 3$ .

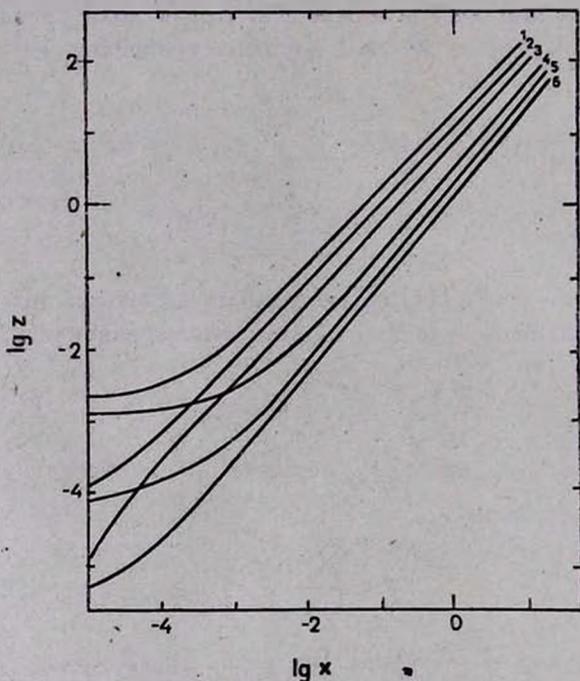


Рис. 1. Зависимость масштабного фактора от времени для различных  $m_N$  и  $\lambda$ : 1, 2, 3 —  $m_N = 50$  МэВ и  $\lambda = 10^{-2}$ ;  $10^{-3}$ ;  $10^{-4}$  с $^{-1}$  соответственно; 4, 5, 6 —  $m_N = 5$  МэВ и  $\lambda = 10^{-2}$ ;  $10^{-3}$ ;  $10^{-4}$  с $^{-1}$  соответственно.

Очевидно, что на ход космологического нуклеосинтеза могут повлиять лишь те  $\nu_N$ , которые распадаются после момента «закалки» нейтронов, т. е. их постоянная распада  $\lambda < 1$  с $^{-1}$ . Поэтому, при анализе влияния тяжелых лептонов на сдвиг момента «закалки» и на изменение отношения  $n/p$  в этот момент, можно считать  $\nu_N$  стабильными. Тогда их плотность  $\rho_N$  запишется в виде

$$\rho_N = 2m_N N_N \left( \frac{T}{T_d} \right)^3 \equiv b T^3, \quad (16).$$

где  $b = 2m_H N_H T_H^{-3} = \text{const}$ , за исключением момента аннигиляции  $e^+e^-$ , когда величина  $b$  уменьшается в 2.75 раза. Поскольку полная плотность

$$\rho_t = \chi \frac{\sigma T^4}{c^3} + \rho_H,$$

то, подставляя (16) в (2) и (3) и решая полученное дифференциальное уравнение для  $T(t)$ , будем иметь

$$t = \left( \frac{2\chi^3 \sigma^3 c^6}{3\pi G b^4} \right)^{1/2} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{bc^2}{2\chi\sigma T} \right) \left( 1 + \frac{bc^2}{\chi\sigma T} \right)^{1/2} \right]. \quad (17)$$

Из выражения (17) следует, что при  $T = T_{*q} = \frac{bc^2}{\chi\sigma}$  происходит существенное изменение темпа охлаждения космологического субстрата. Действительно, при  $T \gg T_{*q}$

$$t \approx \left( \frac{3c^3}{32\pi G \chi\sigma} \right)^{1/2} T^{-2} \cdot \left( 1 - \frac{bc^2}{3\chi\sigma T} \right), \quad (18)$$

а если  $T \ll T_{*q}$ ,

$$t = (6\pi G b T^3)^{-1/2}. \quad (19)$$

3. Влияние  $\nu_H$  на выход гелия. Согласно расчетам [9], для всех  $\nu_H$ , с массой покоя  $m_H > 1$  МэВ,  $T_{*q} < 5 \cdot 10^9$  К. Поскольку температура „закалки“  $T_f \approx 10^{10}$  К, для вычисления поправки к  $T_f$ , обусловленной плотностью энергии  $\nu_H$ , можно воспользоваться приближенной формулой (18). Момент „закалки“ нейтронов определяется приравнением скорости реакций слабого взаимодействия  $\xi(T)$

$$n + \nu_e \leftrightarrow p + e^-; \quad p + \bar{\nu}_e \leftrightarrow n + e^+$$

скорости космологического расширения. Согласно [13],  $\xi(T) = AT^5$ , где  $A = \text{const}$ , поэтому из условия  $\xi(t(T_f)) = 1$  можно получить

$$T_f = T_f^* \left( 1 + \frac{bc^2}{9\chi\sigma T_f^*} \right). \quad (20)$$

В формуле (20)  $T_f^*$  — температура закалки в горячей модели без  $\nu_H$ . Отношение концентраций нейтронов и протонов при  $T = T_f$  можно оценить по равновесной формуле

$$\left( \frac{n}{p} \right)_f = \exp \left( - \frac{\Delta mc^2}{T_f} \right), \quad (21)$$

где  $\Delta mc^2 = 1.28$  МэВ — разность масс нейтрона и протона.

Подставляя (20) в (21), получим

$$\left(\frac{n}{p}\right)_f = \left(\frac{n}{p}\right)_f^* \left(1 + \frac{\Delta mc^2}{T_f^*} \cdot \frac{T_f - T_f^*}{T_f^*}\right) \quad (22)$$

За счет собственной энергии покоя  $\nu_H$  скорость расширения Вселенной возросла, поэтому «закалка» нейтронов происходит при более высокой температуре, а следовательно и отношение  $(n/p)_f$  возрастает.

Массовую концентрацию гелия  $Y$ , получающегося в процессе космологического нуклеосинтеза, можно оценить величиной

$$Y \approx \frac{2(n/p)_f}{1 + (n/p)_f} \quad (23)$$

Подставляя (22) в (23), будем иметь

$$Y = Y^* \left[ 1 + (1 - Y^*/2) \cdot \frac{\Delta mc^2}{T_f^*} \cdot \frac{T_f - T_f^*}{T_f^*} \right], \quad (24)$$

где  $Y^*$  — обилие  $\text{He}^4$  в модели без  $\nu_H$

Величина  $(T_f - T_f^*)/T_f^*$  зависит от  $m_H$  и, как можно показать, используя данные работы [9], достигает наибольшего значения  $4 \cdot 10^{-2}$  при  $m_H = 5$  МэВ. Тогда относительное увеличение обилия  $\text{He}^4$  только за счет сдвига момента «закалки» нейтронов

$$\frac{Y - Y^*}{Y^*} = 4 \cdot 10^{-2}. \quad (25)$$

В стандартной модели без  $\nu_H$  выход гелия зависит от величины удельной энтропии

$$s = n_\gamma/n_b = 1.4 \cdot 10^8 \Omega_b^{-1} (H_0/50)^{-2} (T_0/2.7)^3. \quad (26)$$

В (26):  $H_0$  — постоянная Хаббла,  $T_0$  — температура реликтового излучения в К;  $\Omega_b = \rho_b/\rho_{cr}$  — отношение плотности барионов к критической плотности  $\rho_{cr} = 4.6 \cdot 10^{-33} (H_0/50)^2$  г/см<sup>3</sup>. В частности, при  $\Omega_b = 0.5$ , согласно расчетам [3],  $Y^* = 0.254$ . Тогда в модели с тяжелыми лептонами с  $m_H = 5 - 10$  МэВ, как видно из (25), выход гелия достиг бы величины  $Y = 0.265$ . Совокупность различных наблюдений содержания  $\text{He}^4$  в объектах, бедных тяжелыми элементами, позволяет указать верхнюю границу для величины догалактического обилия этого элемента  $Y_p \leq 0.25$  [14]. Это означает, что если в ранний период эволюции Вселенной в ней присутствовали тяжелые лептоны с мас-

сами  $m_H = 5 - 10$  МэВ, плотность барионов должна быть в настоящее время существенно меньше критической:  $\Omega_b < 0.1$ . Подчеркнем еще раз, что это ограничение возникло только из рассмотрения эффекта сдвига момента „закалки“ нейтронов за счет собственной энергии покоя  $\nu_H$ .

4. *Генерация энтропии.* Согласно расчетам [3], в модели с  $N_s = 2$  выход  $He^4$  в космологическом нуклеосинтезе определяется следующим соотношением:

$$Y^* = 0.421 - 0.0195 \lg s. \quad (27)$$

Поскольку в процессе распада  $\nu_H$  происходит рост энтропии излучения, наблюдаемая сегодня величина  $s$  может, в принципе, значительно превышать отношение  $n_\nu/n_b$  в период синтеза элементов. Естественно, это возможно, только если тяжелые лептоны распадаются достаточно поздно, после окончания процесса нуклеосинтеза, т. е. если  $\lambda \ll \ll 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Если учесть, что  $\rho_m = \psi/R^4 = \lambda_0 T^4/c^2$  и использовать соотношение (8), можно выразить температуру плазмы и излучения через решение уравнения (10)

$$T(x) = \left[ \left( \frac{3\lambda^2 c^2}{32\pi G \lambda_0} \right) \left( \frac{z'^2}{z^2} - \frac{8e^{-x}}{z^{3/2}} \right) \right]^{1/4}. \quad (28)$$

Таким образом, выражение (28) позволяет построить тепловую историю Вселенной с распадающимися тяжелыми лептонами, имея точное численное решение уравнения (10). Рост удельной энтропии, обусловленный распадом  $\nu_H$ ,

$$s(x) = s_d \left[ \left( \frac{z}{z_d} \right)^2 \left( \frac{3\lambda^2 c^2}{32\pi G \lambda_0 T_d^4} \right) \left( \frac{z'^2}{z^2} - \frac{8e^{-x}}{z^{3/2}} \right) \right]^{3/4}, \quad (29)$$

где  $s_d$  — удельная энтропия в момент „отрыва“  $\nu_H$  от вещества. Результаты расчетов увеличения энтропии в зависимости от  $m_H$  и  $\lambda$  приведены в табл. 1.

Таблица 1

РОСТ УДЕЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ МАСС И ВРЕМЕН ЖИЗНИ ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНОВ

$m_H$ МэВ	5	5	50	50	100
$\lambda \text{ с}^{-1}$	$10^{-3}$	$10^{-2}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$
$s/s_d$	29	9.86	10.4	11.2	10.4

При получении результатов табл. 1 мы предполагали, что в каждом акте распада термализуется лишь доля  $\alpha = 1/2$  полной энергии тяжелых лептонов  $m_H c^2$ . Хотя зависимость выхода  $\text{He}^4$  от удельной энтропии  $s$  слабая, тем не менее, как видно из (27), для получения  $Y < 0.25$  необходима низкая плотность барионов  $\Omega_b < 0.1$ . Если же  $N_s \geq 3$ , ситуация еще более усложняется. Используя расчеты [15], можно показать, что в этом случае выход  $\text{He}^4$  не будет превышать величину  $Y = 0.25$ , только если  $\Omega_b \leq 0.07$ , что уже близко к нижнему пределу плотности вещества  $\rho_b = 5 \cdot 10^{-32}$  г/см<sup>3</sup>, определяемому непосредственно по массе видимой материи [16].

Таким образом, только из сопоставления результатов расчетов выхода  $\text{He}^4$  в горячей модели с тяжелыми лептонами с массами покоя  $m_H = 1 - 100$  МэВ, получаются существенные ограничения на плотность барионов:  $\Omega_b < 0.1$ . Рассмотрим теперь синтез дейтерия.

5. Синтез дейтерия в модели с  $\nu_H$ . Как показывают численные расчеты [17], результирующая массовая концентрация дейтерия  $X$  в стандартной модели не зависит от значения  $(n/p)_f$ . В то же время, обилие дейтерия резко уменьшается с ростом плотности вещества ( $X \propto \rho_b^{-5}$ ), поэтому наибольшее влияние на величину  $X$  в модели с  $\nu_H$  должны оказать два эффекта: 1) рост удельной энтропии, рассмотренный в разделе 3; 2) изменение темпа охлаждения плазмы, связанное с доминированием плотности энергии тяжелых лептонов на стадии синтеза  $D$  (см. (19)). Рассмотрим эти эффекты подробнее. Уравнения кинетики термоядерных реакций имеют вид [3]:

$$\frac{1}{A_i} \frac{dX_i}{dt} = \pm \sum_j \lambda_j \frac{X_j}{A_j} \pm \sum_{j,k} \beta_{jk} \frac{X_j X_k}{A_j A_k}, \quad (30)$$

где  $X_i$  — массовая концентрация  $i$ -го элемента,  $A_i$  — атомный вес,  $\lambda_j$  и  $\beta_{jk}$  — скорости соответствующих реакций, зависящие от температуры. Все скорости  $\beta_{jk}$  бинарных реакций, определяющих быстроту выгорания дейтерия в более тяжелые элементы, могут быть представлены в виде:  $\beta_{jk} = \bar{\beta}_{jk}(T) \rho_b(T)$  [3]. В свою очередь, связь плотности барионов с температурой излучения дается очевидным соотношением

$$\rho_b = h T^3, \quad (31)$$

причем  $h = 3.33 \cdot 10^{-23}$  г/см<sup>3</sup>К<sup>3</sup>.

Поскольку  $s$  в процессе распада  $\nu_H$  возрастает, параметр  $h$  уменьшается, и, следовательно, процесс нуклеосинтеза протекает при боль-

ших  $h$ , что ведет к уменьшению выхода  $D$ , если, конечно,  $\lambda \leq 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Второй эффект действует в противоположном направлении. Действительно, количество выгоревшего дейтерия определяется не только величиной температуры и плотности плазмы, но и скоростью охлаждения, т. е. уравнение (30) можно переписать в виде:

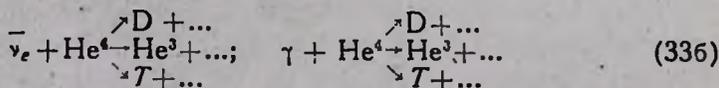
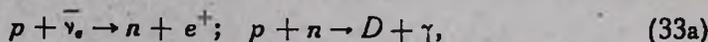
$$\frac{1}{A_i} \frac{dX_i}{dT} = \left( \frac{dT}{dt} \right)^{-1} \left\{ \pm \sum_j \lambda_{ij} \frac{X_j}{A_j} \pm \sum_{j,k} \beta_{jk} \frac{X_j X_k}{A_j A_k} \right\}. \quad (32)$$

Как видно из (18) и (19), темп охлаждения в случае модели без  $\nu_H$  будет  $dt/dT \propto T^{-3}$ , а в рассматриваемой ситуации  $dt/dT \propto T^{-5/2}$ , что и приводит к увеличению остаточного количества дейтерия в случае доминирования плотности энергии тяжелых лептонов. Численное решение системы (32), проведенное авторами работы [8], показывает, что для  $m_H = 5 \text{ МэВ}$  при  $\Omega_b = 1$  выход дейтерия  $X \approx 10^{-5}$ , в то время как в модели без  $\nu_H$  он составил бы всего  $X^* \approx 10^{-8}$ . При  $\Omega_b = 0.1 - 0.5$  возрастание содержания  $D$  за счет наличия  $\nu_H$  составляет примерно порядок величины по сравнению со стандартной моделью. Конечно, как уже и отмечалось выше, выход гелия в этом случае превышает границы, допустимые современными наблюдениями. Если же  $\Omega_b < 0.1$ , производство дейтерия в космологическом нуклеосинтезе составит величину  $X > 3 \cdot 10^{-4}$  [8]. В то же время имеющиеся наблюдательные данные указывают на то, что обилие  $D$  в современной межзвездной среде  $X_{\text{обс}} \approx (1 - 3) \cdot 10^{-5}$  (подробнее см. [2, 7, 18, 19]). Возникает вопрос: может ли уменьшиться содержание  $D$  в 10–30 раз за время жизни Галактики?\*. Для ответа на этот вопрос необходимо рассмотреть динамику обмена веществом между звездами и межзвездным газом, причем, возможно следует учесть и аккрецию межгалактического газа Галактикой. Детальное рассмотрение таких процессов показывает, что степень разрушения дейтерия не может превосходить фактора  $\approx 5$  [2, 19]. Кроме того, поскольку выгорание догалактического дейтерия приводит к росту концентрации  $\text{He}^3$ , имеется верхняя граница  $X(\text{He}^3) \leq X_p + X_p(\text{He}^3)$ . В этом соотношении  $X(\text{He}^3)$  — наблюдаемая сегодня массовая концентрация  $\text{He}^3$ , индекс  $p$  означает догалактическое обилие элемента. Как показывают расчеты [8], выход  $\text{He}^3$  в процессе космологического нуклеосинтеза практически не зависит от наличия  $\nu_H$  и составляет величину  $X_p(\text{He}^3) \approx (1 - 5) \cdot 10^{-5}$  при  $\Omega_b = 0.5 - 1$ . Следовательно, разрушение  $D$  в 10–30 раз, кото-

\* Мы всюду рассматриваем космологические модели с нулевым лептонным зарядом  $L = 0$ . Если  $L \neq 0$ , то подбором этой величины можно получить требуемое значение  $X$  и  $Y$  при любых  $\Omega_b$  [20], однако в этом случае возникают другие проблемы, на которых мы в этой работе не останавливаемся [1].

рое требуется в модели с  $\nu_H$  при  $\Omega_b \leq 0.05$  привело бы к образованию  $X(\text{He}^3) = 3 \cdot 10^{-1}$ . Имеющиеся в настоящее время наблюдения содержания  $\text{He}^3$  в межзвездном газе дают величину  $X(\text{He}^3) = 4 \cdot 10^{-5}$  [21]. Разрушение же самого  $\text{He}^3$  звездами несущественно и хорошо характеризуется массовой концентрацией  $\text{Be}^7$  ( $X_7 \approx 10^{-11}$ ), который образуется в реакции  $\text{He}^3 + \text{He}^4 \rightarrow \text{Be}^7 + \gamma$ . Таким образом, в модели Вселенной, содержащей тяжелые лептоны с массами  $m_H = (1-25) \text{ МэВ}$  и постоянной распада  $\lambda \leq 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  невозможно указать такое значение средней плотности вещества  $\Omega_b$ , при котором выход  $\text{He}^4$ ,  $\text{He}^3$  и  $D$  не противоречил бы современным наблюдениям. Если же  $m_H > 25 \text{ МэВ}$ , то модель с  $\Omega_b < 0.1$  вполне удовлетворительно согласуется с имеющимися наблюдательными данными.

6. Влияние продуктов распада  $\nu_H$  на содержание легких элементов. Продукты распада тяжелых лептонов, образующиеся в каналах (4), могут вступать во взаимодействие с окружающим веществом, инициируя следующие реакции:



Поскольку реакции (33а, б) имеют энергетические пороги, они становятся возможными, только если  $m_H > 3 \text{ МэВ}$  (33а) и  $m_H > 50 \text{ МэВ}$  (33б). В работе [12] рассчитывался выход дейтерия в цепочке (33а) в предположении  $\lambda \leq 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ , т. е. реакции (33а) начинаются непосредственно после окончания космологического нуклеосинтеза. По утверждению автора [12], в этом случае возможно получение требуемого содержания дейтерия ( $X = (1-5) \cdot 10^{-5}$ ) даже при  $\Omega_b = 1^*$ . Однако в расчетах [12] фактически суммируются два эффекта: увеличение содержания дейтерия за счет ускорения темпа охлаждения плазмы (см. раздел 5) и вклад от реакций (33а). Для выяснения возможностей использования распадов  $\nu_H$  непосредственно для производства дейтерия, их необходимо разделить. Сделать это можно, т. к. в первом случае выход  $D$  должен падать с ростом  $\Omega_b$ , а во втором — расти. Действительно, скорость образования нейтронов в реакции (33а)

$$\frac{dX_n}{dt} = \sigma_n c_n X_p - X_n / \tau_n, \quad (34)$$

\* Возникающую при таких  $\Omega_b$  проблему перепроизводства  $\text{He}^4$  предлагается решать введением ненулевого лептонного числа (см. сноску на стр. 631).

где  $\sigma_s \approx 10^{-41} \cdot (E_s/1 \text{ МэВ})^2 \text{ см}^2$  — сечение реакции,  $\tau_n = 926 \pm 14 \text{ с}$  — время жизни нейтрона. Концентрация антинейтрино, возникающих при распаде  $\bar{\nu}_n$

$$n_{\bar{\nu}_n} = n_H(t_{eq}) (1 - e^{-\lambda(t-t_{eq})}) \left(\frac{R_{eq}}{R}\right)^3. \quad (35)$$

Рост содержания дейтерия за счет захвата нейтронов протонами описывается выражением

$$\frac{dX}{dt} = 2\beta X_p X_n, \quad (36)$$

где  $\beta = 4.4 \cdot 10^4 \cdot \rho_b$  [3].

Уравнение (34) можно проинтегрировать при  $\lambda t_{eq} < 1$  и получить массовую концентрацию нейтронов в виде ( $t \gg t_{eq}$ )

$$X_n = 3 \cdot 10^{-34} n_H(t_{eq}) \left(\frac{E_s}{1 \text{ МэВ}}\right)^2 X_p \lambda t_{eq}^2 [|\ln \lambda t_{eq}| - C] e^{-t/\tau_n}, \quad (37)$$

где  $C \approx 0.58$  — постоянная Эйлера.

Поскольку концентрация протонов вследствие облучения их  $\bar{\nu}_n$  изменяется слабо ( $X_n \ll X_p$ ), из (36) нетрудно получить

$$X \approx F(m_H, \lambda) \cdot \Omega_b. \quad (38)$$

Функция  $F(m, \lambda)$  ввиду своей громоздкости здесь не выписана, но численные расчеты показывают, что заметный вклад в содержание дейтерия можно получить, только если  $m_H \approx 100 \text{ МэВ}$ ,  $\lambda = (10^{-3} - 10^{-4}) \text{ с}^{-1}$  и  $\Omega_b \geq 1$ . При этом мы предполагаем, что  $E_s = m_H/2$ . Этот результат согласуется с расчетами [12], а полученное в этой работе содержание  $D \ X \approx 5 \cdot 10^{-5}$  в моделях с  $m_H = 10 \text{ МэВ}$  и  $\Omega_b = 1$  обусловлено эффектом ускорения темпа охлаждения.

Рассмотрим теперь вклад реакций (33б) в производство дейтерия. Согласно [22], сечение нейтринной диссоциации  $\text{He}^4$

$$\frac{d\sigma}{d \cos \vartheta} = 3\sigma_0 g^2 E^2 \left(1 - \frac{1}{3} \cos \vartheta\right) y^2 e^{-2y^2}, \quad (39)$$

где  $g = -1.239$ ;  $y = qr_0/2$ ;  $r_0 = 1.52 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ ;  $q^2 = E^2 + p^2 - 2E_p \cos \vartheta$ ,  $E = E_s - \Delta M$ ,  $\Delta M$  — дефект массы,  $p = E/c$  — импульс электрона. Тогда массовая концентрация образующегося дейтерия

$$X \approx 2\alpha_D \sigma(E_s) c n_H(t_{eq}) \lambda t_{eq}^2 Y, \quad (40)$$

где  $\alpha_D$  — вероятность диссоциации с образованием дейтерия. Как отмечается в работе [22], при энергиях нейтрино  $E, \approx 30$  МэВ эта величина составляет всего  $\alpha_D = 0.05$ . Следовательно, выход  $\text{He}^3$  в таком процессе будет приблизительно в 15 раз превышать выход D, что несовместимо с современными наблюдениями ( $X_{\text{об.}}(\text{He}^3) \approx X_{\text{об.}}(\text{D})$ ). Правда, с ростом  $E$ , возможно увеличение  $\alpha_D$ , однако в настоящее время экспериментальные данные по зависимости  $\alpha_D(E)$  отсутствуют. Если воспользоваться результатами расчетов [9] величин  $t_{\nu\bar{\nu}}$  и  $n_H(t_{\nu\bar{\nu}})$ , можно получить хорошую аппроксимационную формулу в интервале  $m_H = (50 - 5000)$  МэВ:

$$X \approx 10 \frac{\lambda Y \alpha_D}{m_H (\text{МэВ})}. \quad (41)$$

Поскольку разрушение  $\text{He}^4$  возможно лишь после окончания его синтеза в горячей Вселенной, время распада  $\nu_H$  должно быть достаточно большим:  $\lambda \leq 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ . При этом  $X \approx 10^{-5}$  может быть получено, только если  $m_H = 100$  МэВ и  $\alpha_D \approx 0.1$ .

Фотодиссоциация  $\text{He}^4$  происходит после того, как температура излучения и плазмы упадет до  $T_m = 10^6$  К, в противном случае энергичные кванты теряют энергию на комптон-эффекте и рождении  $e^+e^-$  пар [10]. Однако существование тяжелых лептонов с  $m_H \geq 50$  МэВ и  $\lambda \leq 10^{-8} \text{ с}^{-1}$  «запрещено», т. к. испущенные при их распаде кванты не смогут термализоваться, т. е. спектр фонового излучения будет отличаться от наблюдаемого [8].

Следует отметить еще один эффект, вызываемый распадом тяжелых лептонов. Поскольку рождающиеся в процессе распада  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  уносят 1/2 или 1/3 часть энергии покоя  $\nu_H$  и лишь малая доля их захватывается протонами с образованием нейтронов, их суммарная плотность энергии оценивается величиной

$$\epsilon_{\nu}/\epsilon_{ph} = 0.37 \frac{m_H c^2}{k T_c} \frac{n_{\nu}}{n_{\gamma}}, \quad (42)$$

где  $T_c$  — температура излучения в момент времени  $t_c = \lambda^{-1}$ . Наличие релятивистского бесстолкновительного газа в расширяющейся Вселенной с такой плотностью энергии приведет к тому, что момент перехода от ультра-релятивистского уравнения состояния  $p = \epsilon/3$  к  $p = 0$  сдвинется к меньшим красным смещениям, а именно

$$z_t = \frac{z_t^{(0)}}{1 + \varepsilon_t / \varepsilon_{ph}} \quad (43)$$

В (43):  $z_t^{(0)}$  — момент перехода в стандартной модели без  $\nu_H$ :  $z_H^{(0)} = 4 \cdot 10^3 \Omega_b$ . Для  $m_H = 10$  МэВ и  $\lambda = 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ , из (43) получим  $z_t = 10^3 \Omega_b$ , что, как известно, приводит к существенным трудностям в теории образования наблюдаемой структуры Вселенной [13]. С другой стороны, если легкие нейтрино ( $\nu_e, \bar{\nu}_e$ ) имеют отличную от нуля массу покоя, то их вклад в общую плотность энергии в настоящий момент времени

$$\varepsilon_\nu / c^2 \rho_b \approx 0.12 \Omega_b^{-1} \left( \frac{m_\nu}{10 \text{ эВ}} \right)$$

и при  $\Omega_b > 0.1$  им можно пренебречь.

7. *Заключение.* Анализ современных наблюдательных данных по распространённости легких элементов (D, He<sup>3</sup>, He<sup>4</sup>, Li<sup>7</sup>) показывает, что наиболее хорошо согласующейся с наблюдениями является стандартная горячая модель Вселенной с плотностью барионов  $\Omega_b = 0.05$ — $0.08$ , постоянной Хаббла  $H_0 = 50$  км/с·Мпс и числом типов легких нейтрино  $N_\nu \leq 3$  [1, 2]. В такой модели «скрытая масса» имеет небарионную природу и, в принципе, может создаваться массивными лептонами, оставшимися во Вселенной от очень ранних стадий эволюции. Если массы этих лептонов лежат в пределах  $m_H = (5$ — $100)$  МэВ, а время жизни  $\tau_H = 10^3$ — $10^4$  с, они оказывают непосредственное влияние на выход легких элементов в космологическом нуклеосинтезе. Проведенные в настоящей работе расчеты показывают, что существование тяжелых нестабильных лептонов в рамках горячей модели совместимо с наблюдениями легких элементов, если  $\Omega_b = 0.03$ — $0.06$  при  $N_\nu = 2$  и  $H_0 = 50$  км/с·Мпс. В этом случае нижняя граница плотности вещества совпадает с соответствующей величиной, полученной из наблюдений распределения видимой материи. Более того, при  $\Omega_b = 0.03$  рассчитанное и наблюдаемое содержание He<sup>3</sup> согласуются между собой лишь на верхнем пределе ( $X(\text{He}^3) \leq 6 \cdot 10^{-5}$ ). Вклад процессов нейтринной и фотодиссоциации ядер элементов, по существу весьма мал, хотя этот вывод может быть пересмотрен при появлении новых экспериментальных данных о сечениях реакций (336). Более эффективное использование расчетов первичного нуклеосинтеза для построения адекватной реальности космологической модели станет возможным лишь после существенного уточнения данных по изменениям содержания легких элементов за время жизни Галактики.

## THE EVOLUTION OF THE HOT UNIVERSE WITH MASSIVE UNSTABLE LEPTONS

B. V. VAINER, YU. A. SHCHEKINOV, M. B. ENTEL

The various aspects of the massive unstable neutrino presence in the early Universe are analysed. The heat balance and cosmological nucleosynthesis are calculated. The limits on the mean baryon density and decay constant of massive leptons are obtained. Models with  $m_H = 5 - 100$  MeV and  $\tau_H = 10^3 - 10^4$  s are in good accordance with modern observations if  $\Omega_b = 0.03 - 0.06$  and Hubble constant  $H_0 = 50$  km/s Mpc.

### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Yang, M. S. Turner, D. N. Schramm, G. Steigman, K. A. Olive, *Ap. J.*, 281, 493, 1984.
2. Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов, УФН, 146, 143, 1985.
3. R. V. Wagoner, *Ap. J.*, 179, 343, 1973.
4. В. Ф. Шарцман, Письма ЖЭТФ, 9, 315, 1969.
5. F. Spite, M. Spite, *Astron. Astrophys.*, 115, 357, 1982.
6. J. Audouze, O. Boulade, G. Malins, Y. Pottans, *Astron. Astrophys.*, 127, 164, 1983.
7. Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов, *Астрофизика*, 18, 143, 1982.
8. D. A. Dicus, E. W. Kolb, V. L. Teplitz, R. V. Wagoner, *Phys. Rev. D Ser.*, 17, 1529, 1978.
9. D. A. Dicus, E. W. Kolb, V. L. Teplitz, *Ap. J.*, 221, 327, 1978.
10. D. Lindley, *M. N. RAS*, 188, 15P, 1979.
11. S. Miyama, K. Sato, *Progr. Theor. Phys.*, 60, 1703, 1978.
12. R. J. Scherrer, *M. N. RAS*, 210, 359, 1984.
13. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, М., 1975.
14. J. L. Greenstein, *Physica Scripta*, 21, 759, 1980.
15. D. Schramm, in "Neutrino — 78 Conf. Proc. — Purdue Univ.", 1978, p. 87.
16. S. Shapiro, *A. J.*, 76, 291, 1971.
17. Б. В. Вайнер, П. Д. Насельский, Письма АЖ, 3, 147, 1977.
18. B. E. Pagel, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A307, 19, 1982.
19. J. Silk, *Nature*, 302, 382, 1983.
20. Y. David, H. Reeves, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A296, 415, 1980.
21. T. L. Wilson, R. T. Rood, T. M. Banta, *Proc. ESO Workshop on Primordial Helium*, eds. P. A. Shaver et al., Munich, 1983, p. 379.
22. G. V. Domogatsky, R. A. Framzhyan, D. K. Nadyozhin, *Astrophys. Space Sci.*, 58, 273, 1978.