

где (в единицах СГС)

$$A \approx \frac{g_{wh}^2}{\hbar^4 c^4} \approx 10^{-56} \text{ см}^2/\text{эВ}^2.$$

Тогда скорость этих реакций для релятивистского протона с энергией  $\gamma m_p$  в фоне вырожденных  $\nu_e$  (или  $\bar{\nu}_e$ ) определяется выражением

$$\Gamma = \int_0^\pi \sin \theta \, d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{|\mu_{\nu_e 0}|} \sigma [\gamma q (1 - \cos \theta)] h^{-3} q^2 \, dq,$$

или (в единицах СГС)

$$\Gamma \approx \frac{4\pi \gamma^2 A |\mu_{\nu_e 0}|^5}{15 h^3 c^2} \approx 3 \cdot 10^{-34} \gamma^2 |\mu_{\nu_e 0}| (\text{эВ})^5 \text{с}^{-1}, \quad (15.6.68)$$

и аналогично для вырожденных  $\nu_\mu$  или  $\bar{\nu}_\mu$ . Как было отмечено Бернштейном, Рудерманом и Файнбергом [191], из того, что наблюдаемые протоны космических лучей с  $\gamma > 10^6$  определенно пропущившиеся в течение более чем  $10^6$  с, следует, что  $|\mu_{\nu_e 0}|$  и  $|\mu_{\nu_\mu 0}|$  должны быть меньше  $10^3$  эВ. Коусик, Пал и Тэндон [192] предположили, что протоны с  $\gamma \approx 10^9$  не могут испытать более 14 актов рассеяния в течение времени порядка  $5 \cdot 10^7$  лет, и пришли к выводу, что  $|\mu_{\nu_e 0}|$  и  $|\mu_{\nu_\mu 0}|$  меньше 2 эВ.

Кроме того, можно искать изломы в спектре протонов космических лучей при порогах различных реакций  $\nu p$  и  $\bar{\nu} p$ . Например, порог реакции  $p + \nu_e \rightarrow n + e^+$  находится при  $m_e + m_n - m_p = -1,8$  МэВ, и если  $\mu_{\nu_e 0} < -kT_{v0}$ , то должен быть излом вниз в спектре протонов космических лучей при

$$\gamma \approx \frac{1,8 \text{ МэВ}}{|\mu_{\nu_e 0}|}. \quad (15.6.69)$$

Константинов, Кочаров и Старбунов [193, 194] заметили существование излома при  $\gamma \approx 2 \cdot 10^6$  и предположили, что он, возможно, обусловлен вырожденным антинейтринным фоном с

$$\mu_{\nu_e 0} \approx -0,8 \text{ эВ}. \quad (15.6.70)$$

Эта оценка по абсолютному значению много больше верхнего предела (15.6.64), установленного из измерений  $q_0$ .

## § 7. Синтез гелия

Начиная с пионерской работы Ф. В. Кларка [195], в прошлом веке относительное содержание химических элементов было предметом тщательных исследований геологов и астрономов. Постепенно было определено «космическое» распределение элементов [196—

1981: больше всего содержится водорода и гелия, им сопутствуют элементы группы C—N—O—Ne, а содержание элементов группы Li—Be—B и элементов тяжелее никеля очень низкое. Объяснение такого состава Вселенной издавна рассматривается как одна из главных целей теоретической астрофизики.

Одно из возможных объяснений основывается на ядерных реакциях, являющихся источником энергии звезд. Ядерная трансмутация, продемонстрированная Резерфордом в лабораторных условиях, привела Эддингтона [199] в 1920 г. к мысли, что Солнце, возможно, получает энергию в результате синтеза гелия из водорода. В таком случае звезды могли бы образоваться из чистого водорода и постепенно производить гелий и более тяжелые элементы, как золу при выгорании. Конкретные реакции, в процессе которых водород в звездах выгорает в гелий, были указаны Г. Бете в 1939 г. [200], а последующие реакции, в которых из гелия синтезируются более тяжелые элементы, были исследованы в 50-х годах в ряде работ Солпитера [201], Бэрбиджей, Фаулера и Хойла [44, 202], Камерона [203] и других<sup>1)</sup>. Совсем недавно Клэйтон и Арнетт [205] отметили, что важным процессом, при котором происходит нуклеосинтез, являются взрывы звезд.

Есть другая соперничающая теория нуклеосинтеза, разработанная в 1940-х годах Г. Гамовым с сотр. [102—108, 186]. По идеи Гамова, хотя ранняя горячая и плотная стадия космического расширения была много короче времени жизни звезд, в то время имелось большое число свободных нейтронов и быстрое образование тяжелых элементов могло идти путем последовательного захвата нейтронов, начинающегося с реакции  $n + p \rightarrow d + \gamma$ . Содержание элементов должно быть тогда коррелировано с их сечениями захвата нейтрона, что приблизительно и наблюдается. В § 5 этой главы мы уже отмечали, что необходимость избежать чрезмерного образования гелия в этой теории требует присутствия излучения черного тела с современной температурой, оцениваемой [108] в 5 К. Обеим теориям нуклеосинтеза, и звездной, и космологической, присущи свои недостатки. Поскольку не существует стабильных ядер с атомными весами  $A = 5$  или  $A = 8$ , трудно объяснить образование элементов тяжелее гелия столкновениями  $p - a$ ,  $n - a$  или  $a - a$ . В звездах, в центрах которых весь водород превратился в гелий, мостом через щели при  $A = 5$  и  $A = 8$  может быть образование при  $a - a$ -столкновениях небольшого количества нестабильных ядер  $\text{Be}^8$  с последующим образованием  $\text{C}^{12}$  в процессе столкновения  $a - \text{Be}^8$  [201]. Однако плотность расширяющейся Вселенной при температуре  $T \approx 10^9$  К слишком низка, чтобы могло произойти сгорание значительного количества гелия. Сейчас общепринято считать, что все элементы тяжелее никеля синтезированы в звездах.

<sup>1)</sup> См. по этому вопросу обзор [204].

С другой стороны, рядом авторов [206—208] было отмечено, что космическое содержание гелия слишком велико, чтобы его можно было объяснить нуклеосинтезом в звездах. Отношение светимости к массе  $L/M$  для Галактики составляет около  $\frac{1}{10}$  этого отношения для Солнца  $L_{\odot}/M_{\odot}$ , т. е. 0,2 эрг/(г·с). Если светимость Галактики оставалась постоянной в течение последних  $10^{10}$  лет, то на один нуклон выделилась энергия 0,06 МэВ. В противоположность этому при слиянии водорода в гелий освобождается 6 МэВ на нуклон, и потому не более 1% нуклонов Галактики могли слиться в гелий (или в более тяжелые ядра) в обычных звездных процессах. Как мы увидим, оценки содержания гелия меняются, но относительно того, что космическое содержание гелия значительно больше 1% (по массе), имеется почти общее согласие. Конечно, не исключено, что гелий был синтезирован в более раннюю эпоху, когда светимость Галактики была больше. В § 5 этой главы мы отмечали, что высвобожденная тогда энергия могла бы при термализации объяснить нынешний 2,7°-ный микроволновый фон. Однако представляется более естественным и интересным предположение, что высокое космическое содержание гелия возникло в некоторый ранний период истории Вселенной, а энергия слияния была утеряна при происходившем затем красном смещении.

Подсчитаем содержание гелия космологического происхождения. Удобно разбить вычисление на две части. Вычислим сначала отношение содержаний нейтронов и протонов как функцию времени, учитывая только слабые процессы

$$n + v \leftrightarrow p + e^-, \quad n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{v}, \quad n \leftrightarrow p + e^- + \bar{v}. \quad (15.7.1)$$

(Здесь  $v$  означает  $v_e$ .) Во второй части вычисления перейдем к рассмотрению ядерных реакций, ведущих к синтезу гелия.

Плотности числа  $v$ ,  $\bar{v}$ ,  $e^+$  и  $e^-$  определяются теперь распределениями Ферми (15.6.3) с нулевыми химическими потенциалами и с различными температурами:  $T$  для  $e^{\pm}$  (и  $\gamma$ ) и  $T_v$  для  $v$  и  $\bar{v}$ :

$$n_{e^-}(p) dp = n_{e^+}(p) dp = 8\pi h^{-3} p^2 dp \left[ \exp\left(\frac{E_e(p)}{kT}\right) + 1 \right]^{-1},$$

$$n_v(p) dp = n_{\bar{v}}(p) dp = 4\pi h^{-3} p^2 dp \left[ \exp\left(\frac{E_v(p)}{kT_v}\right) + 1 \right]^{-1}$$

где

$$E_e(p) = (p^2 + m_e^2)^{1/2}, \quad E_v(p) = p.$$

Скорости реакций (15.7.1) даются « $V - A$ »-теорией слабых взаимодействий<sup>1)</sup> [109], за исключением того, что принцип Паули подав-

<sup>1)</sup> См., например, [183], стр. 29.

ляет эти скорости через множитель, равный доле всех незаполненных состояний:

$$1 - \left[ \exp\left(\frac{E_e}{kT}\right) + 1 \right]^{-1} = \left[ 1 + \exp\left(\frac{-E_e}{kT}\right) \right]^{-1},$$

$$1 - \left[ \exp\left(\frac{E_v}{kT_v}\right) + 1 \right]^{-1} = \left[ 1 + \exp\left(\frac{-E_v}{kT_v}\right) \right]^{-1}.$$

Итак, скорости процессов (15.7.1) (в расчете на нуклон) равны

$$\lambda(n + v \rightarrow p + e^-) = A \int dp_v v_e E_e^2 p_v^2 [e^{E_v/kT_v} + 1]^{-1} [1 + e^{-E_e/kT}]^{-1}, \quad (15.7.2)$$

$$\lambda(n + e^+ \rightarrow p + \bar{v}) = A \int dp_e E_v^2 p_e^2 [e^{E_e/kT} + 1]^{-1} [1 + e^{-E_v/kT_v}]^{-1}, \quad (15.7.3)$$

$$\lambda(n \rightarrow p + e^- + \bar{v}) = A \int dp_v v_e E_v^2 E_e^2 [1 + e^{-E_v/kT_v}]^{-1} [1 + e^{-E_e/kT}]^{-1}, \quad (15.7.4)$$

$$\lambda(p + e^- \rightarrow n + v) = A \int dp_e E_v^2 p_e^2 [e^{E_e/kT} + 1]^{-1} [1 + e^{-E_v/kT_v}]^{-1}, \quad (15.7.5)$$

$$\lambda(p + \bar{v} \rightarrow n + e^+) = A \int dp_v v_e E_e^2 p_v^2 [e^{E_v/kT_v} + 1]^{-1} [1 + e^{-E_e/kT}]^{-1}, \quad (15.7.6)$$

$$\lambda(p + e^- + \bar{v} \rightarrow n) = A \int dp_v v_e E_e^2 p_v^2 [e^{E_e/kT} + 1]^{-1} [e^{E_v/kT_v} + 1]^{-1}. \quad (15.7.7)$$

Здесь  $A$  — постоянная, равная

$$A = \frac{g_V^2 + 3g_A^2}{2\pi^3 h^7}, \quad (15.7.8)$$

где  $g_V$  и  $g_A$  — постоянные векторного и аксиальновекторного взаимодействия нуклонов; здесь для них приняты значения

$$g_V = 1,418 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3, \quad g_A = 1,18 g_V. \quad (15.7.9)$$

Кроме того,  $E_e$  и  $E_v$  связаны соотношениями

$$E_e - E_v = Q \text{ при } n + v \leftrightarrow p + e^-, \quad (15.7.10)$$

$$E_v - E_e = Q \text{ при } n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{v}, \quad (15.7.11)$$

$$E_v + E_e = Q \text{ при } n \leftrightarrow p + e^- + \bar{v}, \quad (15.7.12)$$

где

$$Q \equiv m_n - m_p = 1,293 \text{ МэВ.} \quad (15.7.13)$$

Интегралы (15.7.2) — (15.7.7) берутся по тем *положительным* значениям  $p_v$  и  $p_e$ , которые допускаются соотношениями (15.7.10) — (15.7.12). Весьма удобно записать все интегралы через переменную интегрирования  $q$ , такую, что  $q \equiv E_v$  в (15.7.2), (15.7.4) и (15.7.5) и  $q \equiv -E_v$  в (15.7.3), (15.7.6) и (15.7.7). После замены  $p_e^2 dp_e$  на  $v_e E_e^2 dE_e$  полные вероятности  $n \rightarrow p^-$  и  $p \rightarrow n$ -переходов равны

$$\begin{aligned} \lambda(n \rightarrow p) &\equiv \lambda(n + v \rightarrow p + e^-) + \lambda(n + e^+ \rightarrow p + \bar{v}) + \\ &+ \lambda(n \rightarrow p + e^- + \bar{v}) = A \int q^2 dq \left(1 - \frac{m_e^2}{(Q+q)^2}\right)^{1/2} \times \\ &\times (Q+q)^2 (1 + e^{q/kT_v})^{-1} (1 + e^{-(Q+q)/kT})^{-1}, \end{aligned} \quad (15.7.14)$$

$$\begin{aligned} \lambda(p \rightarrow n) &\equiv \lambda(p + e^- \rightarrow n + v) + \lambda(p + \bar{v} \rightarrow n + e^+) + \\ &+ \lambda(p + e^- + \bar{v} \rightarrow n) = A \int dq q^2 \left(1 - \frac{m_e^2}{(Q+q)^2}\right)^{1/2} \times \\ &\times (Q+q)^2 (1 + e^{-q/kT_v})^{-1} (1 + e^{(Q+q)/kT})^{-1}. \end{aligned} \quad (15.7.15)$$

Интегралы берутся теперь от  $-\infty$  до  $+\infty$ , исключая промежуток от  $-Q - m_e$  до  $-Q + m_e$ . Дифференциальное уравнение для  $X_n$  отношения числа нейтронов к числу всех нуклонов имеет вид

$$-\frac{dX_n}{dt} = \lambda(n \rightarrow p) X_n - \lambda(p \rightarrow n) (1 - X_n). \quad (15.7.16)$$

Численное решение этого уравнения получено Пиблзом [187]<sup>1)</sup> и представлено в табл. 15.5. Хотя количественное поведение  $X_n(t)$  может быть установлено только численным интегрированием, основные свойства этого решения можно получить из следующих качественных соображений:

А. При  $kT \gg Q$  в (15.7.14), (15.7.15) можно положить  $T = T_v$ ,  $Q = 0$ ,  $m_e = 0$ . Тогда скорости переходов равны

$$\begin{aligned} \lambda(n \rightarrow p) &\approx \lambda(p \rightarrow n) \approx A \int_{-\infty}^{\infty} q^4 dq (1 + e^{-q/kT_v})^{-1} (1 + e^{q/kT_v})^{-1} = \\ &= \frac{7}{15} \pi^4 A (kT)^5 = 0,361 \text{ с}^{-1} \left(\frac{T}{10^{10} \text{ К}}\right)^5. \end{aligned} \quad (15.7.17)$$

Этот результат можно сравнить с «возрастом»  $t$ , определяемым равенствами (15.6.44) и (15.6.33):

$$t = 1,09 \text{ с} \left(\frac{T}{10^{10} \text{ К}}\right)^{-2}. \quad (15.7.18)$$

Мы видим, что  $\lambda t > 10$  при  $T \geq 3 \cdot 10^{10}$  К, и при этих температурах доля нейтронов  $X_n$  будет определяться равновесным решением

<sup>1)</sup> См. также [186].

Таблица 15.5

Доля нейтронов  $X_n$  как функция температуры или времени (без учета образования сложных ядер) \*

$T, \text{ К}$	$t, \text{ с}$	$X_n$
$10^{12}$	0	0,496
$3 \cdot 10^{11}$	0,001129	0,488
$10^{11}$	0,01078	0,462
$3 \cdot 10^{10}$	0,1209	0,380
$10^{10}$	1,103	0,241
$3 \cdot 10^9$	13,83	0,170
$1,3 \cdot 10^9$	98 a	0,150
$1,2 \cdot 10^9$	119 a	0,147
$1,1 \cdot 10^9$	146 a	0,143
$1,0 \cdot 10^9$	182,0	0,137
$9 \cdot 10^8$	226 a	0,131
$8 \cdot 10^8$	290 a	0,123
$7 \cdot 10^8$	383 a	0,112
$3 \cdot 10^8$	2080	0,021
$10^8$	18700	$10^{-8}$

\* Значения  $t$  взяты из работы [187]. Исключение составляют значения, помеченные буквой «a», которые интерполированы по результатам Пиблза. Значения  $X_n$  при  $T \geq 1,0 \times 10^9 \text{ К}$  взяты из той же работы [187], а  $X_n$  при  $T < 10^9 \text{ К}$  вычислены по значению  $X_n$  при  $T = 10^9 \text{ К}$  в предположении, что  $X_n$  убывает экспоненциально со скоростью распада свободного нейтрона ( $10^{13} \text{ с}$ ) $^{-1}$ .

уравнения (15.7.16), которое имеет вид

$$X_n \approx \frac{\lambda(p \rightarrow n)}{\lambda(p \rightarrow n) + \lambda(n \rightarrow p)}. \quad (15.7.19)$$

Заметим, что выражение (15.7.17) не будет количественно точным, когда  $T$  спадет до  $3 \cdot 10^{10} \text{ К}$ , поскольку тогда  $kT$  ненамного больше, чем  $Q$ . Однако, несмотря на то что скорости  $\lambda(p \rightarrow n)$  и  $\lambda(n \rightarrow p)$  могут несколько отличаться от (15.7.17) и одна от другой, все же они при  $T \geq 3 \cdot 10^{10} \text{ К}$  еще достаточно велики, чтобы использование равновесного решения (15.7.19) было оправданным.

Б. Пока  $T_v \approx T$  (т. е. при  $T > 10^{10} \text{ К}$ ), отношение вероятностей (15.7.14), (15.7.15) равно

$$\frac{\lambda(p \rightarrow n)}{\lambda(n \rightarrow p)} = \exp \left( -\frac{Q}{kT} \right). \quad (15.7.20)$$

Таким образом, формула (15.7.19) определяет содержание нейтронов при  $T \geq 3 \cdot 10^{10}$  К как

$$X_n \approx [1 + e^{Q/kT}]^{-1}. \quad (15.7.21)$$

Исходное содержание нейтронов в очень ранние периоды было равно  $X_n \approx 1/2$  и затем, медленно уменьшаясь по мере падения температуры, достигло значения  $X_n \approx 0,38$  при  $T = 3 \cdot 10^{10}$  К. Исключительно важное значение имеет тот факт, что начальное условие для уравнения (15.7.16) не может быть выбрано произвольным образом и не зависит от каких-либо деталей модели очень ранней Вселенной, а следует непосредственно из сингулярного поведения скоростей  $\lambda$  при  $t \rightarrow 0$  [209].

В. Когда  $T$  падает до  $\sim 1,3 \cdot 10^9$  К, скорости двух- и трехчастичных реакций  $n + v \leftrightarrow p + e^-$ ,  $n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{v}$  и  $p + n \rightarrow e^- + \bar{v} \rightarrow n$  становятся пренебрежимо малыми. Остается только «одночастичный» процесс  $n \rightarrow p + e^- + \bar{v}$ , который при таких низких температурах происходит со скоростью распада свободного нейтрона; для последней здесь принимается значение, использованное Пиблзом [187]:

$$\lambda^{-1} (n \rightarrow p + e^- + \bar{v}) = 1013 \text{ с.} \quad (15.7.22)$$

Следовательно, содержание нейтронов с момента, когда  $T \approx 1,3 \cdot 10^9$  К, до начала нуклеосинтеза определяется функцией

$$X_n(t) = N \exp \left[ -\frac{t(\text{с})}{1013} \right], \quad (15.7.23)$$

где время  $t$  выражено в секундах. Единственный пункт в теории синтеза гелия, в котором действительно нужны подробные численные расчеты, это вычисление постоянной  $N$ . При этом удобно сначала игнорировать как распад нейтрона, так и нуклеосинтез; тогда содержание нейтронов есть функция  $X_n^0(t)$ , стремящаяся к конечному пределу при  $t \rightarrow \infty$ . (У Пиблза [187] в табл. 1 эта величина обозначается  $X_n$ . Кроме того, Пиблз не принимает во внимание процесс  $p + e^- + \bar{v} \rightarrow n$ , которым действительно можно пренебречь в течение всего рассматриваемого периода.) Распад нейтронов оказывает пренебрежимое влияние до  $t \approx 20$  с, тогда как после этого времени температура становится ниже  $3 \cdot 10^9$  К и скорость  $\lambda$  ( $p \rightarrow n$ ) становится исчезающе малой по сравнению с  $\lambda(n \rightarrow p)$ , а вырождение лептонов мало влияет на скорость распада нейтронов. Отсюда следует, что весь эффект распада нейтронов учитывается умножением  $X_n^0(t)$  на экспоненциальный распадный множитель:

$$X_n(t) \approx X_n^{(0)}(t) \exp \left[ -\frac{t(\text{с})}{1013} \right]. \quad (15.7.24)$$

Пиблз [187] нашел, что  $X_n^{(0)}$  стремится к значению 0,1640 при  $t \rightarrow \infty$ ; отсюда, сравнивая (15.7.23) с (15.7.24), получаем

$$N \approx X_n^{(0)}(\infty) = 0,1640. \quad (15.7.25)$$

Теперь мы можем перейти ко второй части нашего расчета и ввести рассмотренные ядерные реакции, ведущие к синтезу сложных ядер. В ранние периоды, когда  $T \gg 10^{10}$  К, различные ядра были в тепловом равновесии, причем плотность числа ядер  $i$ -го типа  $n_i$  определялась выражением (15.6.3). Поскольку ядра были существенно нерелятивистскими и невырожденными в течение всего интересующего нас времени, можно воспользоваться максвелл-больцмановским приближением к (15.6.3) и написать для полной плотности числа ядер  $i$ -го типа

$$\begin{aligned} n_i &= 4\pi g_i h^{-3} \exp \left\{ \frac{\mu_i - m_i}{kT} \right\} \int_0^{\infty} q^2 dq \exp \left\{ -\frac{q^2}{2m_i kT} \right\} = \\ &= g_i \left( \frac{2\pi m_i kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left\{ \frac{\mu_i - m_i}{kT} \right\}. \end{aligned} \quad (15.7.26)$$

Разумеется, нам не даны химические потенциалы  $\mu_i$ , но мы знаем, что они сохраняются во всех реакциях. Отсюда, если вследствие ядерных реакций быстро образуется ядро  $i$  из  $Z_i$  протонов и  $A_i - Z_i$  нейтронов, то

$$\mu_i = Z_i \mu_p + (A_i - Z_i) \mu_n \quad (15.7.27)$$

Удобно представить (15.7.26) как соотношение между весовыми долями  $i$ -х ядер, свободных нейронов и свободных протонов:

$$X_i \equiv \frac{n_i A_i}{n_N}, \quad X_n \equiv \frac{n_n}{n_N}, \quad X_p \equiv \frac{n_p}{n_N},$$

где  $n_N$  — полная плотность нуклонов, связанных и свободных:

$$n_N = n_{N0} \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 = \frac{\rho_{N0}}{m_N} \left( \frac{R_0}{R} \right)^3.$$

Тогда, пользуясь (15.7.27) и полагая приближенно  $m_p = m_n = m_N$  и  $m_i = A_i m_N$  в степени  $3/2$  в (15.7.26), получаем

$$X_i = \frac{1}{2} X_p^{Z_i} X_n^{A_i - Z_i} g_i A_i^{1/2} e^{B_i - 1} \exp \left( \frac{B_i}{kT} \right), \quad (15.7.28)$$

где  $B_i$  — энергия связи:

$$-B_i \equiv m_i - Z_i m_p - (A_i - Z_i) m_n \quad (15.7.29)$$

и  $e$  — безразмерная величина:

$$\begin{aligned} e &\equiv \frac{1}{2} h^3 n_N (2\pi m_N kT)^{-3/2} = \\ &= 1,61 \cdot 10^{-12} \left( \frac{\rho_{N0}}{10^{-30} \text{ г/см}^3} \right) \left( \frac{R}{10^{-10} R_0} \right)^{-3} \left( \frac{T}{10^{10} \text{ К}} \right)^{-3/2}. \end{aligned} \quad (15.7.30)$$

Ввиду крайней малости  $\varepsilon$  в рассматриваемый период содержание данного сложного ядра  $i$  будет очень малым, пока температура  $T$  не упадет до значения

$$T_i \approx \frac{B_i}{k(A_i - 1) |\ln \varepsilon|}. \quad (15.7.31)$$

В табл. 15.6 даны значения  $T_i$  для различных ядер и для различных нынешних значений их плотности  $\rho_{N_0}$ . Отметим, что  $T_i$  очень

Таблица 15.6

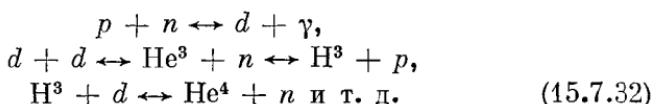
Температура  $T_i$ , определенная для различных ядер и различных значений современной плотности  $\rho_{N_0}$ \*

Ядро	$\frac{B}{k(A-1)}$ , $10^9$ К	$T_i$ , $10^9$ К		
		$\rho_{N_0} = 10^{-29}$ г/см $^3$	$\rho_{N_0} = 10^{-30}$ г/см $^3$	$\rho_{N_0} = 10^{-31}$ г/см $^3$
H $^2$	25,8	0,83	0,77	0,72
H $^3$	49,3	1,6	1,5	1,4
He $^3$	44,6	1,4	1,3	1,2
He $^4$ и т. д.	109	3,9	3,6	3,3

\* Для более тяжелых ядер значения  $T_i$  примерно те же, что и для He $^4$ . При тепловом равновесии температура  $T_i$  — это максимальная температура, при которой ядра  $i$ -го сорта могут существовать в заметном количестве.

слабо зависит от современной плотности  $\rho_{N_0}$ , поскольку  $\rho_{N_0}$  входит только в величину  $|\ln \varepsilon|$ , которая принимает значения между 25 и 35 во всей области рассматриваемых температур и плотностей.

Если бы содержания ядер при температурах порядка  $10^9$  К и ниже действительно определялись условием теплового равновесия, то, согласно табл. 15.6, следовало бы ожидать, что первыми появятся He $^4$  и более тяжелые ядра, сопровождаемые He $^3$ , H $^3$  и, наконец, H $^2$ . Однако из-за того, что ниже  $10^9$  К тепловое равновесие уже не поддерживается, на самом деле происходит вовсе не это. Плотности частиц во все времена, кроме очень ранних, слишком малы, чтобы ядра могли образоваться непосредственно в многочастичных столкновениях типа  $2n + 2p \rightarrow$  He $^4$ . Вместо этого сложные ядра должны образоваться в последовательных двухчастичных реакциях, таких, как



Первый шаг не представляет никакой трудности, скорость образования дейтерия в расчете на один свободный нейtron равна  $\lambda_d = (4,55 \cdot 10^{-20} \text{ см}^3/\text{с}) n_p =$

$$= 27,4 \text{ с}^{-1} \left( \frac{R}{10^{-9} R_0} \right)^{-3} \left( \frac{\rho_{N0}}{10^{-30} \text{ г/см}^3} \right) X_p, \quad (15.7.33)$$

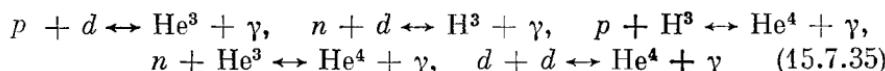
и она настолько больше скорости расширения  $1/t$  [см. (15.7.18)], что должно иметь место равновесное содержание дейтронов вида (15.7.28):

$$X_d = \frac{3}{\sqrt{2}} X_p X_n \epsilon \exp \left( \frac{B_d}{kT} \right). \quad (15.7.34)$$

Однако, пока это равновесное содержание дейтерия достаточно велико для того, чтобы реакции  $d - d$ ,  $d - p$  и  $d - n$  могли происходить с одинаковыми скоростями, не может образоваться сколько-нибудь заметного количества  $H^3$ ,  $He^3$ ,  $He^4$  или более тяжелых ядер. Согласно табл. 15.6, равновесное содержание дейтерия (15.7.34) очень мало, если  $T > 0,8 \cdot 10^9 \text{ К}$ . Таким образом, низкая энергия связи дейтерия служит как бы «бутылочным горлышком», задерживающим образование сложных ядер, пока  $T$  не снизится до  $0,8 \cdot 10^9 \text{ К}$ , или чуть раньше в моделях с относительно высокой плотностью барионов.

Как только нуклеосинтез начинается, он протекает очень быстро, поскольку, согласно табл. 15.6, всякая температура ниже  $1,2 \cdot 10^9 \text{ К}$  уже слишком низка, чтобы допустить высокую концентрацию ядер тяжелее дейтрана. Однако образование значительных количеств элементов тяжелее гелия в действительности невозможно, так как упомянутое выше отсутствие стабильных ядер с  $A = 5$  и с  $A = 8$  задерживает нуклеосинтез через  $n - a^-$ ,  $p - a^-$  или  $a - a$ -столкновения, а в то же время кулоновский барьер в реакциях  $He^4 + H^3 \rightarrow Li^7 + \gamma$  и  $He^4 + He^3 \rightarrow Be^7 + \gamma$  препятствует им эффективно конкурировать с реакциями  $p + H^3 \rightarrow He^4 + \gamma$  или  $n + He^3 \rightarrow He^4 + \gamma$ . Таким образом, роль реакций (15.7.32) будет состоять в быстром связывании всех имеющихся нейтронов в ядра  $He^4$ , которые имеют наиболее высокую энергию связи среди всех ядер с  $A < 5$ .

Проследить процесс нуклеосинтеза в деталях можно, только численно интегрируя большое число уравнений для скоростей реакций. Это было проделано Пиблзом [187] для реакций (15.7.32) и Вагонером, Фаулером и Хойлом [210] для реакций (15.7.32) совместно с радиационными процессами



и с большим числом других процессов, приводящих (с малой вероятностью) к более тяжелым ядрам вплоть до  $Mg^{24}$ . К счастью,

ни один из этих процессов не имеет значения для нашей основной проблемы — объяснения содержания гелия. Во всех процессах, происходящих вследствие сильных и электромагнитных взаимодействий, таких, как реакции (15.7.32) и (15.7.35), сохраняется полное число протонов и нейтронов. Единственное влияние нуклеосинтеза на нейtron-протонное отношение состоит в том, что, прекращая распад свободных нейтронов, он замораживает это отношение при том значении, которое было непосредственно перед началом нуклеосинтеза. До начала нуклеосинтеза отношение числа нейтронов к числу всех нуклонов равно просто величине  $X_n$ , определяемой формулой (15.7.23). По окончании нуклеосинтеза остаются только свободные протоны и ядра  $\text{He}^4$ , и, следовательно, доля нейтронов в общем числе нуклонов равна половине доли всех нуклонов, связанных в гелий, или половине весового содержания гелия. Таким образом, весовое содержание образовавшегося космологически гелия равно

$$Y \equiv X_{\text{He}^4} \text{ (после нуклеосинтеза)} = \\ = 2X_n \text{ (непосредственно перед нуклеосинтезом).} \quad (15.7.36)$$

Согласно детальным вычислениям Пиблза, нуклеосинтез начинается внезапно при  $T = 0,9 \cdot 10^9$  К, если  $\rho_{N_0} = 7 \cdot 10^{-31}$  г/см<sup>3</sup>, или при  $T = 1,1 \cdot 10^9$  К, если  $\rho_{N_0} = 1,8 \cdot 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>, как раз около тех значений, которых следовало ожидать из наших качественных рассуждений. Используя (15.7.36), мы можем для этих двух значений нынешней плотности получить из (15.7.23) или из табл. 15.5 соответственно два значения весового содержания гелия — 26,2 или 28,6 %. (На самом деле у Пиблза [187] для этих двух случаев значения равны 25,8 и 28,2 %. Это очень небольшое расхождение связано с распадом небольшого числа свободных нейтронов в ходе нуклеосинтеза.) Выражаясь достаточно осторожно, можно сказать, что в классе космологических моделей, рассматриваемом здесь, 27 % весового содержания гелия имеют космологическое происхождение при любом разумном значении нынешней плотности. Причина, по которой содержание гелия столь нечувствительно к плотности числа барионов, заключается в том, что до нуклеосинтеза нейtron-протонное отношение определялось взаимодействием с огромным числом лептонов, а не взаимодействием между самими нуклонами, в то время как момент начала нуклеосинтеза определялся температурой, а не плотностью числа нуклонов.

Вагонер, Фаулер и Хайл [210] вычислили космологически возникшие содержания не только для изотопов водорода и гелия, но также и для  $\text{Li}^7$  и более тяжелых элементов. Их результаты приведены в табл. 15.7. Заметим, что содержание всех ядер, кроме  $\text{H}^1$  и  $\text{He}^4$ , крайне мало, так что образование или распад этих ядер в звездах могли бы иметь серьезное влияние на их наблю-

Таблица 15.7

**Содержание (по массе) различных ядер космологического происхождения при разных значениях современной плотности  $\rho_{N0}$  (в г/см<sup>3</sup>; от  $10^{-31}$  до  $3,1 \cdot 10^{-28}$ ), вычисленное в предположении, что современная температура реликтового излучения равна 3 К ([210], табл. ЗА и ЗВ)**

	$10^{-31}$	$3,1 \cdot 10^{-31}$	$10^{-30}$	$3,1 \cdot 10^{-30}$
H <sup>1</sup>	0,763	0,748	0,737	0,728
H <sup>2</sup>	$6,2 \cdot 10^{-4}$	$8,9 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	$2,7 \cdot 10^{-7}$
He <sup>3</sup>	$6,3 \cdot 10^{-5}$	$3,8 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$9,9 \cdot 10^{-6}$
He <sup>4</sup>	0,236	0,252	0,263	0,272
Li <sup>7</sup>	$5,2 \cdot 10^{-10}$	$2,1 \cdot 10^{-10}$	$4,4 \cdot 10^{-9}$	$2,1 \cdot 10^{-8}$
Прочие	$< 10^{-12}$	$< 10^{-12}$	$< 10^{-12}$	$< 10^{-12}$
	$10^{-29}$	$3,1 \cdot 10^{-29}$	$10^{-28}$	$3,1 \cdot 10^{-28}$
H <sup>1</sup>	0,719	0,709	0,701	0,691
H <sup>2</sup>	$2,5 \cdot 10^{-12}$	$< 10^{-12}$	$< 10^{-12}$	$< 10^{-12}$
He <sup>3</sup>	$5,6 \cdot 10^{-6}$	$4,4 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$
He <sup>4</sup>	0,281	0,291	0,299	0,309
Li <sup>7</sup>	$4,3 \cdot 10^{-8}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$2,9 \cdot 10^{-7}$	$6,8 \cdot 10^{-7}$
Прочие	$< 10^{-12}$	$6 \cdot 10^{-12}$	$1,0 \cdot 10^{-10}$	$1,9 \cdot 10^{-9}$

даемые «космические» содержания. По этой причине пробным камнем для моделей ранней Вселенной в первую очередь служит именно космическое содержание He<sup>4</sup>. (Однако Гейсс и Ривз [211] утверждают, что H<sup>2</sup> и He<sup>3</sup>, наблюдаемые в Солнечной системе, образовались в действительности в ранней Вселенной. Если это верно, то космическая плотность должна быть довольно низкой, т. е. современное ее значение должно быть порядка  $3 \cdot 10^{-31}$  г/см<sup>3</sup> для того, чтобы реакции, в которых He<sup>4</sup> образуется из H<sup>2</sup> и He<sup>3</sup>, прервались до исчерпания последних.)

Имеется довольно много различных методов, с помощью которых может быть измерено содержание гелия в различных частях Вселенной.

**A. Массы и светимости звезд.** Теория строения и эволюции звезд (см., например, [212—214]) позволяет в принципе (и даже на практике) вычислить светимость звезды  $L$  как функцию времени, если даны ее масса  $M$  и исходный химический состав. Химический состав, как правило, задается тремя числами  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ , определяемыми обычно как весовые доли H<sup>1</sup>, He<sup>4</sup> и всего остал-

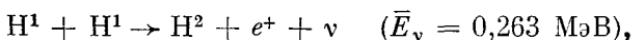
ного, так что

$$X + Y + Z = 1.$$

(Содержание тяжелых элементов  $Z$  хотя и мало, но является важным параметром для всякой звезды, находящейся в радиационном равновесии, т. е. такой, как, например, Солнце, поскольку оно определяет прозрачность звезды при данных плотности и температуре. Содержание гелия  $Y$  важно, так как от него зависит средний молекулярный вес, входящий в уравнение состояния идеального газа.) Если мы сделаем допущения еще и относительно  $Z$  и возраста звезды, то сравнение теории с измеренными значениями  $M$  и  $L$  позволит нам вычислить  $Y$ .

Из звезд лучше всех изучено, конечно, Солнце. Его масса и светимость известны весьма точно, а его возраст считается близким к возрасту Земли, т. е. около  $4,5 \cdot 10^9$  лет. По линиям поглощения водорода и тяжелых элементов было оценено [215], что в солнечной фотосфере  $Z/X \approx 0,026 - 0,027$ , хотя в более поздних работах [216, 217] приводится значение  $Z/X \approx 0,019$ . (К сожалению, линии гелия слишком слабы и не позволяют измерить этим методом  $Y/X$  для Солнца.) Обычно расчеты по эволюции Солнца проводятся для значений  $Z$  в интервале от 0,01 до 0,04. В период открытия космического микроволнового излучения лучшие модели Солнца [218—220] давали для солнечного гелия  $Y = 0,27$  при  $Z = 0,02$  (или  $Y = 0,32$  при  $Z = 0,04$ ) и как большой успех космологии «большого взрыва» рассматривался тот факт, что из этого значения при  $T_{\gamma_0} \approx 3$  К получалось содержание первичного гелия, равное  $Y \approx 0,27$ .

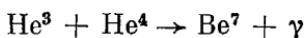
К сожалению, пребывание в этом счастливом состоянии продолжалось лишь до появления нейтринной астрономии. Те же модели Солнца, которые использовались для вычисления  $Y$ , можно применить также для предсказания потока нейтрино от различных ядерных реакций в Солнце. Солнце получает свою энергию от слияния водорода в гелий в протон-протонном цикле, начинающемся с реакций



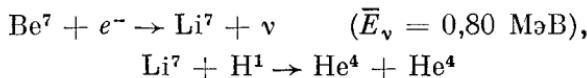
Цикл может завершиться ветвью «РР I»



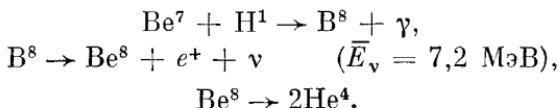
или же в реакции



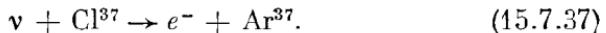
может образоваться  $\text{Be}^7$ . В последнем случае одно ядро  $\text{Be}^7$  и один протон превращаются в два ядра  $\text{He}^4$  по ветви «РР II»:



или по ветви «РР III»:



(В скобках даны средние энергии нейтрино.) Понтекорво [221] и Альварец [222] предположили, что эти нейтрино детектировались в  $\text{Cl}^{37}$  через эндотермическую реакцию



$\text{Ar}^{37}$  распадается через электронный захват с периодом полураспада 35 дней и мог бы быть обнаружен по своей радиоактивности после химического разделения. Бакал [223] заметил, что энергичные нейтрино от бета-распада  $\text{B}^8$  особенно эффективны в реакции (15.7.37), так как они могут индуцировать сверхразрешенные переходы в возбужденные состояния  $\text{Ar}^{37}$ . Поэтому, хотя ветвь РРII памного более важна, чем ветвь РРIII, все же можно ожидать, что около 90% событий поглощения нейтрино в  $\text{Cl}^{37}$  дают нейтрино от  $\text{B}^8$  и только около 10% — от  $\text{Be}^7$ . Пользуясь имеющимися моделями Солнца [218—220] с  $Y = 0,27$ , Бакал [223] подсчитал, что скорость захвата нейтрино на Земле равна  $(4 \pm 2) \cdot 10^{-35} \text{ с}^{-1}$  на один атом  $\text{Cl}^{37}$ . Дэвис [224] предпринял измерение этой вероятности в золотодобывающей шахте Хоумстэйк в Лиде, Южная Дакота, используя 100 000 галонов перхлорэтилена  $\text{C}_2\text{Cl}_4$ , известной жидкости, применяемой для химчистки. В 1968 г. Дэвис и др. [225] заявили, что им не удалось детектировать какие-либо солнечные нейтрино и что достигнутый ими верхний предел скорости поглощения равен  $0,3 \cdot 10^{-35} \text{ с}^{-1}$  на атом  $\text{Cl}^{37}$ , т. е. примерно на порядок меньше того, что ожидалось первонациально! Это расхождение между теорией и наблюдением, которое появилось в первом же эксперименте, позволившем заглянуть внутрь Солнца, поколебало доверие к принятым моделям Солнца и к тем значениям исходного содержания гелия на Солнце, которые эти модели давали. Излишне говорить, что была проделана большая работа по пересчету ожидаемых нейтринных потоков с использованием уточненных значений для прозрачности Солнца и скоростей различных ядерных реакций. В статье, сопровождающей заметку Дэвиса и др. [225], Бакал и др. [226]<sup>1)</sup> привели

<sup>1)</sup> См. также [227, 228].

оценку  $(0,75 \pm 0,3) \cdot 10^{-35} \text{ с}^{-1}$  на атом Cl<sup>37</sup> для вероятности поглощения при  $Z = 0,015$ , которая все же вдвое больше, чем нужно. Вычисления на ЭВМ в университете Беркли с использованием математической программы, определяющей структуру звезд, дали несколько большие скорости [229]. Ибен [230] отметил, что величины  $Y$  и скорость поглощения нейтрино являются растущими функциями  $Z$  и что минимум скорости поглощения, достигаемый при  $Z = 0$  и  $Y \approx 0,17$ , находится как раз где-то около верхнего предела Дэвиса и др. Последнее вычисление Бакалла и Ульриха [231] дает скорость отсчетов  $(0,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-35} \text{ с}^{-1}$  на атом Cl<sup>37</sup>.

В то же время группа Дэвиса продолжала свои наблюдения и недавно сообщила о скорости отсчетов  $(0,15 \pm 0,1) \cdot 10^{-35} \text{ с}^{-1}$  на атом Cl<sup>37</sup> [232], т. е. о скорости, в 6 раз меньшей теоретических ожиданий. Ввиду такого расхождения вопрос об исходном содержании гелия на Солнце в настоящее время должен считаться нерешенным<sup>1)</sup>.

Массы и светимости известны также для некоторого числа ближайших звезд населения типа I, принадлежащих к двойным системам. Сравнение этих значений  $M$  и  $L$  с теоретическим  $M - L$ -соотношением, зависящим от  $Y$ , приводит обычно к значениям для  $Y$  между 0,25 и 0,35<sup>2)</sup>. Было бы очень интересно провести такой анализ для звезд населения типа II, поскольку они составляют более раннее звездное поколение, а также в связи с тем, что нейтринный эксперимент Дэвиса поколебал наше доверие к теории звезд населения типа I. К несчастью, вблизи Солнца очень мало звезд населения типа II. Одна из них, и Кассиопеи A, принадлежит двойной системе, диаметр которой был измерен недавно весьма остроумным методом [234]. Найденная в результате масса вместе с наблюдаемыми значениями  $L$  и  $Z/X$  не согласуется с теорией [235] ни при каком значении  $Y$ , но наилучшее приближение получается при низком содержании гелия:  $Y \lesssim 0,05$ . Однако обоснованность этого определения массы с тех пор подвергалась сомнению [236].

**Б. Прямые солнечные измерения.** Есть несколько методов оценки современного содержания гелия на Солнце, которые не основаны на какой-либо конкретной теории строения и эволюции Солнца. Измерения отношения  $Y/Z$  в солнечных космических лучах [237] вместе с упомянутым выше спектроскопическим определением  $Z/X$  в фотосфере Солнца приводят к содержанию гелия  $Y$  от 0,20 до 0,26 [216, 217, 238]. В период спокойного Солнца отношение He<sup>4</sup>/H в солнечном ветре дает  $Y \approx 0,15$  [239—241], во время магнитных бурь содержание гелия в солнечном ветре примерно

<sup>1)</sup> Однако и эти данные, по-видимому, не подтвердились, так что до сих пор (лето 1975 г.) нейтрино от Солнца не были зарегистрированы.—Прим. ред.

<sup>2)</sup> Подробные ссылки см. в [233].

удваивается [241]. К сожалению, поверхность Солнца слишком холодна для спектроскопического определения  $Y$ , но из наблюдения солнечных протуберанцев получается  $Y \approx 0,38$  [242].

**В. Шаровые скопления. Теория.** В § 3 этой главы уже упоминалось, что из сравнения числа звезд в различных областях диаграмм Герцшпрунга — Рассела для шаровых скоплений получаются результаты как о возрасте этих скоплений, так и об исходном содержании гелия в них. Ибен [49] (см. также [50]) выводит значения  $Y$  от 0,24 до 0,33, соответствующие возрасту от  $18 \cdot 10^9$  лет до  $9 \cdot 10^9$  лет. Сравнение теории пульсации звезд Кристи [243] с местоположением переменных звезд на диаграммах Герцшпрунга — Рассела шаровых скоплений M3, M15, M92 дает для этих скоплений значения  $Y$  от 0,26 до 0,32 [244, 245]. Этим исследованиям придают особое значение, поскольку считается, что шаровые скопления относятся к числу первых объектов, которые конденсировались в первичном газе из водорода и гелия.

**Г. Спектры звезд.** Линии гелия можно наблюдать в фотосферах большого числа горячих звезд обоих типов населений. Обычно наблюдается высокое содержание гелия:  $Y/X \approx 0,4$ , а некоторые звезды явно насыщены гелием. Вместе с тем есть несколько классов старых звезд, линии гелия которых аномально слабы; к ним относятся голубые звезды населения типа II на горизонтальной ветви диаграммы Герцшпрунга — Рассела шаровых скоплений [246]. Одна из звезд с низким содержанием гелия, Центавр А, выделяется тем, что большая часть гелия в ней состоит из изотопа  $\text{He}^3$ ! Планетарные туманности и новые, по-видимому, сильно насыщены гелием<sup>1)</sup>.

**Д. Спектроскопия межзвездного вещества.** По линиям излучения оптических частот из областей H II в Галактике неизменно получается отношение чисел атомов водорода и гелия в интервале 0,10—0,14 (см. ссылки в [233]), что соответствует содержанию гелия по весу  $Y \approx 0,27$ —0,36. Кроме того, можно наблюдать рекомбинацию ионизованного гелия на радиочастотах (см. обзор [248]): излучение, испускаемое при переходе  $n + 1 \rightarrow n$ , имеет при  $n \gg 1$  длину волны, пропорциональную  $n^3$ , так что переходы с  $n \approx 100$  имеют длины волн порядка сантиметров. Отношения чисел атомов водорода и гелия, полученные из радионаблюдений межзвездного вещества, находятся между 0,06 и 0,16, что соответствует  $0,14 \leq Y \leq 0,40$  (см. ссылки в [233]).

**Е. Внегалактические измерения.** Линии излучения гелия, наблюдаемые в областях H II галактик, расположенных в преде-

1) Результаты по планетарным туманностям подытожены в [247], а подробные ссылки по новым можно найти в [233].

лах и вне Местной Группы, свидетельствуют о таком же содержании гелия, что и в областях Н II в нашей Галактике. Напротив, линии гелия квазаров удивительно слабы (см. ссылки в [233]).

Очевидно, имеется большая совокупность фактов в пользу того, что весовое содержание гелия во Вселенной не слишком отличается от предсказываемых 27 %. К несчастью, имеется также значительное число признаков того, что содержание гелия много меньше. Внесение ясности в эту проблему имело бы наибольшее значение для космологии, поскольку только гелий космологического происхождения и 2,7-градусный фон излучения еще остались реликтами первоначального огненного шара и могут служить ключом к тайнам ранней истории Вселенной.

Чтобы сохранить объективность в вопросе о синтезе элементов в ранней Вселенной, полезно рассмотреть возможные модификации теории, физические или астрономические, которые могли повлиять на представления об образовании гелия.

**A. Холодные модели.** Если бы оказалось, что наблюдаемый микроволновый фон не является излучением черного тела, оставшимся от ранней Вселенной, то нам пришлось бы столкнуться с возможностью, что современная температура  $T_{\gamma_0}$  черного тела много меньше чем 2,7 К. (В этом случае плотность барионов при любой данной температуре в прошлом была бы много больше, чем предполагалось выше, с соответствующим ростом скоростей ядерных реакций и содержания сложных ядер, образовавшихся в ранней Вселенной.) Именно высокое содержание гелия, получающееся в этих холодных моделях, привело Гамова с сотр. [102—105] к предположению о существовании горячего фона излучения.

**B. Быстрые и медленные модели.** Различные механизмы могли увеличить или уменьшить скорость расширения. В частности, если бы Вселенная содержала другие безмассовые частицы с тепловым распределением, такие, как гравитоны, скалярные частицы Бранса — Дикке или новые типы нейтрино, то плотность энергии при данной температуре была бы больше и, согласно (15.6.44), время, необходимое для достижения данной температуры, оказалось бы меньшим. Скорость образования дейtronов на один свободный нейтрон больше относительной скорости расширения при  $T = 10^9$  К от 10 до 1000 раз (при современной плотности от  $10^{-31}$  до  $10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>), и поэтому при умеренном сокращении временной шкалы времени будет с избытком для того, чтобы при  $T \approx 10^9$  К произошел нуклеосинтез. В этом случае единственным эффектом более быстрого расширения будет уменьшение времени на конверсию нейтронов в протоны, а следовательно, доля нейтронов при  $10^9$  К будет ближе к первоначальному значению  $1/2$  и образуется больше гелия. Однако если бы временная шкала была предельно

короткой, то не хватило бы времени для образования сложных ядер до того, как плотность (а для образования  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$  также и температура) упала слишком низко. Подробные вычисления Пиблза (см. рис. 1 и 2 в работе [187]<sup>1)</sup>) показывают, что при  $T_{v0} = 3 \text{ К}$  и  $7 \cdot 10^{-31} \text{ г}/\text{см}^3 \leq \rho_0 \leq 1,8 \cdot 10^{-29} \text{ г}/\text{см}^3$  содержание  $\text{He}^4$  возрастает при сокращении временной шкалы и достигает максимума в 60—80% (по весу), когда шкала сокращается в 10—100 раз, а затем снова становится меньше. Содержание дейтеронов при этом продолжает расти, достигая максимума около 9% (по массе) при сокращении шкалы от 300 до 3000 раз. Наоборот, если бы временная шкала расширения каким-то образом *удлинилась*, единственным эффектом был бы распад большого числа нейтронов и соответственно образование меньшего количества гелия.

**В. Электрон-нейтринные взаимодействия.** В предыдущем параграфе температурная история ранней Вселенной была разработана в предположении, что электронные и мюонные нейтрино теряют тепловой контакт с плазмой, состоящей из  $e^\pm$  и  $\gamma$ , до начала аннигиляции  $e^+ - e^-$ . По-видимому, это предположение справедливо, если электрон-нейтринное рассеяние происходит вследствие того же слабого ферми-взаимодействия и с той же силой, что и ядерный бета-распад или распад мюона. Однако электрон-нейтринное взаимодействие еще не исследовано экспериментально, и оно может оказаться сильнее, чем ожидается (см., например, [250]). В этом случае  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  (а, возможно, также  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$ ) могли бы оставаться в тепловом равновесии с  $e^+ - e^- - \gamma$ -плазмой вплоть до того момента, когда почти все пары  $e^+ - e^-$  уже аннигилировали. Результатом было бы увеличение плотности энергии при любой данной температуре и исчезновение различия между  $T_v$  и  $T$  в скоростях  $\lambda (n \rightarrow p)$  и  $\lambda (p \rightarrow n)$ . Детальные вычисления [251] показывают, что если бы электронные нейтрино оставались в тепловом равновесии до синтеза гелия, то содержание «космологического» гелия было бы 29% вместо 27%.

**Г. Вырождение нейтрино или антинейтрино.** Интересно также смотреть влияние вырождения  $\nu_e$  или  $\bar{\nu}_e$  на содержание гелия. Один эффект состоит в ускорении расширения с ростом вырождения. Кроме того, отсутствие равновесия между нейтрино и антинейтрино повлияло бы на относительное содержание протонов и нейтронов. Разность между химическими потенциалами нейтронов и протонов в тепловом равновесии определяется уравнением (15.6.4)

$$\mu_n - \mu_p = \mu_{e^-} - \mu_{\nu_e}$$

В предыдущем параграфе мы видели, что в интересующий нас период химический потенциал  $\mu_{e^-}$  должен быть пренебрежимо

<sup>1)</sup> См. также [249].

мал, чтобы не нарушалась нейтральность заряда, тогда как  $\mu_{v_e}/kT$  равно постоянной  $v$  ( $|v| \leq 45$ ):

$$\mu_{e^-} \approx 0, \quad \mu_{v_e} \approx v kT.$$

Равновесная доля нейтронов дается тогда выражением (15.7.19)

$$X_n \equiv \frac{n_n}{n_p + n_n} = \left[ 1 + \exp \left( v + \frac{Q}{kT} \right) \right]^{-1},$$

где  $Q \equiv m_n - m_p$ . Таким образом, если постоянная  $v$  велика и положительна, доля нейтронов оказывается малой с самого начала и потому нуклеосинтез невелик. Если  $v$  — небольшая отрицательная величина, скажем  $v \approx -1$ , то начальная доля нейтронов велика, так что после того как некоторые пейтроны превратятся в протоны, доля нейтронов к моменту «включения» нуклеосинтеза может оказаться близкой к оптимальному значению 50% и, по существу, все вещества во Вселенной может перейти в гелий. Если  $v$  — большая отрицательная величина, то начальное содержание нейтронов предельно велико и никакого нуклеосинтеза быть не может, пока часть нейтронов не распадется, но к этому времени плотность нуклонов будет слишком низкой, чтобы мог произойти синтез большого количества сложных ядер. Детальные расчеты содержания  $H^2$ ,  $He^3$ ,  $He^4$  и  $Li^7$  как функции  $v$  с учетом влияния вырождения нейтрино или антинейтрино на скорость (15.7.2) — (15.7.7) были проведены Вагонером, Фаулером и Хойлом. Эти расчеты показывают ([210], рис. 5а, 5в), что содержание космологически образовавшегося гелия будет заметно меньше 1%, если «недостающая масса» состоит из вырожденных нейтрино или антинейтрино с  $|v| \approx 30$ . С другой стороны, если плотность лептонов во Вселенной  $N_E$  того же порядка, что и плотность барионов  $N_B$ , то из (15.6.52) следует, что  $|v| \approx 1/\sigma$ , т. е. около  $10^{-9}$  [см. (15.5.15)]. В этом случае небольшой избыток нейтрино или антинейтрино не оказывает заметного влияния на синтез гелия.

Одно заключительное предостережение: если бы даже было установлено высокое космическое содержание гелия, отсюда еще не следовало бы с необходимостью, что этот гелий образовался в ранней Вселенной. Дж. Бэрбидж [252] подчеркивал, в частности, возможность того, что гелий мог быть синтезирован в раннюю, более яркую фазу истории Галактики, например в массивных галактических объектах. Значительная часть вычислений, рассмотренных в настоящем параграфе, применима также к нуклеосинтезу при коллапсе массивных звезд ([210], разд. VII).

## § 8. Образование галактик

В предыдущих двух параграфах мы рассматривали такие две составные части современной Вселенной — гелий и микроволновый фон, которые, вероятно, являются реликтами более ранней