

Предполагается, что существуют три семейства кварков, по три кварка в каждом семействе. Эти три кварка называем по-прежнему p, n, λ . О разных семействах говорят, что они отличаются «цветом». По типографским соображениям будем отличать семейства индексом: первое семейство p_1, n_1, λ_1 , второе p_2, n_2, λ_2 , третье p_3, n_3, λ_3 .

Барионы представляют собой белые комбинации цветных кварков: каждый барион состоит из одного кварка первого семейства, одного кварка второго семейства и одного антикварка третьего семейства. Тогда можно приписать каждому кварку (любому из девяти) единичный барионный заряд. Электрические заряды кварков в такой схеме могут быть целыми, например:

$p_1(+), n_1(+), \lambda_1(0); p_2(0), n_2(-), \lambda_2(-); p_3(+), n_3(0), \lambda_3(0)$.
В такой схеме, не нарушая принцип Паули, можно собрать барион из кварков с параллельными спинами, например: $\Delta^{++} = (p_1, p_2, \bar{n}_3)$, или $\Delta^- = (n_1, n_2, \bar{p}_3)$, или $\Omega^- = (\lambda_1, \lambda_2, \bar{\lambda}_3)$.

Все кварки могут быть нестабильными; можно предположить, что каждый из них способен распадаться, превращаясь в протон и лептоны при точном сохранении барионного и электрического заряда *). В такой теории на ранней стадии горячей Вселенной, вблизи сингулярности, кварков много, но они полностью вымирают за счет экспоненциального распада к настоящему времени.

Теперь сформулируем вывод из десятилетнего развития гипотезы кварков. Косвенные данные о существовании кварков не дают уверенного ответа на вопрос об их стабильности. Предположим, что прямой лабораторный опыт докажет существование нового типа тяжелых стабильных частиц. Стабильность подразумевает абсолютный запрет на спонтанный распад одиночных частиц. Добавим еще условие: частицы не должны аннигилировать при встрече с протонами и электронами (таким образом, исключаем антипротон и позитрон). Аннигиляция при встрече двух новых тяжелых частиц не исключается.

Такой лабораторный опыт, такое — и только такое! — открытие будет иметь огромное значение для космологии. Теория горячей Вселенной предсказывает определенную остаточную концентрацию стабильных частиц. Сопоставление этого теоретического вывода с наблюдениями даст сведения об очень раннем этапе эволюции, $z \sim 10^{13}$, абсолютное время порядка 10^{-6} сек.

§ 5. Нуклеосинтез в теории горячей Вселенной

В данном параграфе рассматриваются ядерные реакции, от которых зависит химический состав дозвездного вещества. Мы рассматриваем эти процессы в зарядово-несимметричном мире, каковым, по нашему мнению, является (по крайней мере) наблюдаемая

*) Лептонные заряды кварков надо выбрать такими же, как у барионов.

часть Вселенной. В ходе космологического расширения после падения температуры ниже $T_v < m_p c^2/k$ в плазме остаются только нуклоны (но не антинуклоны) в количестве $\sim 10^{-9}$ от легких частиц. Нуклоны в дальнейшем вступают в ядерные реакции. Эти ядерные реакции заканчиваются, как мы увидим, примерно через 100 сек после начала расширения, при температуре в несколько десятков кэв ($\sim 3 \cdot 10^8$ °К).

После этого химический состав остается неизменным на всем протяжении расширения радиационно-доминированной плазмы и позже, после рекомбинации и образования нейтральных атомов. Из вещества указанного состава образуются звезды первого поколения — предположительно в момент $z \sim 10$ или 5, т. е. уже близко к нашей эре.

Только в звездах после вторичного сжатия вещества до высокой плотности и температуры начинается новый этап ядерных реакций.

Первые попытки осмысливания химического состава Вселенной основывались на идее термодинамического равновесия. Отметим здесь пионерские работы Харкинса (1917), Толмена (1922), Покровского, Корсунского (1931), Сузуки (1931). Сама постановка вопроса об условиях образования элементов заслуживает высокой оценки. Эта идея представляла собой смелое применение в космологии достижений ядерной физики, понятий о взаимных превращениях.

Однако уже вскоре выяснилось, что нельзя подобрать такие плотность и температуру вещества, при которых наблюдаемый состав Вселенной был бы равновесным.

Гамову (1946) принадлежит заслуга эволюционной постановки задачи. В расширяющейся Вселенной существенна кинетика процессов.

Выше мы видели (гл. 6), что поддержание равновесия имеет место для быстрых процессов. Почему ядерные реакции оказались медленными, почему для них существенна кинетика? Дело в том, что ядерные процессы состоят: а) из превращений нейтронов в протоны и обратно, что связано с испусканием и захватом лептонов (e^+ , e^- , ν_e , $\bar{\nu}_e$) и слабым взаимодействием; б) из бинарных реакций ядер типа $n+p=D+\gamma$, $D+D=He^3+p$ и т. п. Но эти реакции идут относительно медленно, так как мало отношение плотности барионов к плотности фотонов.

Как уже отмечалось в гл. 5, ранняя история проблемы нуклеосинтеза изобилует ошибками.

Первоначально Гамов предполагал, что нуклоны при очень большой плотности находились в состоянии нейтронов, а затем происходил их радиоактивный распад. В неопубликованной работе Ферми и Туркевича рассматривались ядерные реакции соединения нейтронов с протонами и следующие за ними. Позже Хаяши (1950)

заметил, что при высокой температуре (выше $2 Mэв$, т. е. $T > 20 \cdot 10^9$ °К) электроны, позитроны, нейтрино и антинейтрино горячей плазмы вызывают весьма быстрое превращение нейтронов в протоны и обратно по реакциям *)



Поэтому при высокой температуре, независимо от выбора начального состояния, устанавливается термодинамическое равновесие:

$$\frac{n_n}{n_p} = e^{-\Delta mc^2/T}, \quad (7.5.2)$$

где Δm есть разность масс нейтрона и протона ($\Delta mc^2 = 1,28 Mэв$), и, конечно, нет никаких сложных ядер. Так, например, в момент $t = 0,01$ сек, когда температура равна $9,5 Mэв$, время установления равновесия порядка $2 \cdot 10^{-3}$ сек, равновесное соотношение $n : p = 0,47 : 0,53$. При понижении температуры равновесная концентрация падает, но уменьшается и скорость процессов (7.5.1). Как и другие процессы, становящиеся медленными на некоторой стадии расширения (см. §§ 1—4), данный процесс распадается на две стадии: в первой стадии $n = n_{равн}$; к концу этой стадии происходит закалка, т. е. реакции уже слишком медленны для поддержания равновесия; во второй стадии оставшиеся нейтроны медленно распадаются без участия плазмы с полупериодом 11 мин, известным из лабораторных опытов **).

Приведем количественный расчет.

Расчеты Хаяши (1950) были чрезвычайно сложны, а предположки их не вполне соответствуют современным сведениям о нейтрино и бета-процессах. Существенное уточнение дано в работе Альфера и Хермана (1953). Эти расчеты были повторены Якубовым и изложены в работе Зельдовича (1965 г.). Концентрации n и p удовлетворяют уравнениям

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn_n}{dt} &= -a(t) n_n + b(t) n_p, \\ \frac{dn_p}{dt} &= -b(t) n_p + a(t) n_n; \end{aligned} \right\} \quad (7.5.3)$$

более поздние работы — см. Пиблс (1966а, б), Вагонер, Фаулер, Хойл (1967), Вагонер (1973), Ривс, Аудуз, Фаулер, Шрамм (1973). Коэффициенты a и b , выражающие скорость протекания реакций,

*) Везде далее рассматриваются только электронные нейтрино, индекс «e» опускаем.

**) Современное значение среднего времени жизни нейтрона 918 ± 14 сек, время полураспада получим, умножая на $\ln 2$.

зависят от температуры, но температура как функция времени известна. Количество нуклонов ничтожно по сравнению с количеством легких частиц в плазме, поэтому реакции n и p не оказывают никакого обратного влияния на концентрации e^- , e^+ , ν , $\bar{\nu}$ и, следовательно, не влияют на функции a и b ; уравнения линейны.

При вычислении a и b принимается во внимание принцип Паули. Движением протонов и нейтронов можно пренебречь. Распределения e^- , e^+ , ν , $\bar{\nu}$ в импульсном пространстве даются известными выражениями статистики Ферми:

$$\left. \begin{aligned} g(e^-) &= \frac{1}{e^{-E/kT} + 1}, & g(\nu) &= \frac{1}{e^{-E/kT} + 1}, \\ E_e &= \sqrt{c^2 p_e^2 + m_e^2 c^4}, & E_\nu &= c p_\nu. \end{aligned} \right\} \quad (7.5.4)$$

Здесь p_e и p_ν — импульсы частиц (не путать с обозначением протона — p !). Скорость реакции $p \rightarrow n$ есть

$$a = A \left[\iint g(p_\nu) [1 - g(p_{e^+})] \delta(E_\nu - \Delta mc^2 - E_{e^+}) d^3 p_\nu d^3 p_{e^+} + \right. \\ \left. + \iint g(p_{e^-}) [1 - g(p_{\bar{\nu}})] \delta(E_{e^-} - \Delta mc^2 - E_{\bar{\nu}}) d^3 p_{e^-} d^3 p_{\bar{\nu}} \right], \quad (7.5.5)$$

где первый член — для $\nu + p = n + e^+$, второй — для $e^- + p = n + \bar{\nu}$. Множители в квадратных скобках $[1 - g]$ учитывают число вакансий в импульсном пространстве — реакция запрещена, если конечное состояние e^+ или $\bar{\nu}$ уже занято. Дельта-функции учитывают закон сохранения энергии, только электроны и антинейтрино с достаточно большой энергией ($E_{e^-} > \Delta mc^2$, $E_{\bar{\nu}} > \Delta mc^2 + m_e c^2$) вызывают реакцию. Благодаря δ -функции шестикратный интеграл по $d^3 p_1 d^3 p_2$ сводится к пятикратному, и поэтому в пределе, когда рассматриваемые энергии намного больше, чем $m_e c^2$ и Δmc^2 , интегралы пропорциональны $(p)^5 \sim E^5$. Постоянная A пропорциональна квадрату константы слабого взаимодействия, ее можно выразить через вероятность распада свободного нейтрона. Всегда имеет место термодинамическое тождество (с учетом всех процессов)

$$b(t) = e^{-\Delta mc^2/T} a(t) = e^{-1,35V\bar{t}} a(t).$$

При высокой температуре, т. е. малом t ,

$$a = b = \text{const} \cdot T^5 = \text{const} \cdot t^{-5/2} = 4 \cdot 10^{-6} T_9^5; \quad (7.5.6)$$

здесь $T_9 = T / 10^9$.

При низкой температуре

$$a(t) \rightarrow W = 10^{-3} \text{ сек}^{-1} \quad \text{при} \quad t \gg 1 \text{ сек}, \quad (7.5.7)$$

где W — вероятность распада свободного нейтрона. Пользуясь тождеством $n_n + n_p = 1$, вместо двух уравнений (7.5.3) получим одно:

$$\frac{dn_n}{dt} = b - (a + b) n_n, \quad (7.5.8)$$

решение которого легко написать:

$$n_n(t) = \int_0^t b(\tau) e^{-\int_{\tau}^t (a+b) d\tau'} d\tau. \quad (7.5.9)$$

Введем теперь следующее обозначение:

$$a + b = f + W,$$

причем при больших t функция $f \rightarrow 0$, так как $a \rightarrow W$, $b \rightarrow 0$. Асимптотическое выражение $n_n(t)$ при $t \gg 1$ имеет вид

$$n_n(t) = n_{n*} e^{-Wt}, \quad (7.5.10)$$

где величина

$$n_{n*} = \int_0^t b(\tau) \exp \left[W\tau - \int_{\tau}^{\infty} f d\tau' \right] d\tau *$$

имеет смысл концентрации нейтронов $\frac{n_n}{n_n + n_p}$ после того, как произошла закалка. Кривые $n_n(t)$ и $n_{n_{равн}}(t)$ показаны на рис. 31.

Вычисленное таким образом значение n_{n*} по современным данным оказалось равным 0,165 и численно мало отличается от результата Хаяши (1950). Грубую оценку n_{n*} можно, конечно, сделать и без столь детальных расчетов, а используя тот же метод, к которому мы уже неоднократно прибегали в предыдущих параграфах для определения момента прекращения реакций взаимодействия. Действительно, реакции прекращаются и происходит закалка при условии [см. (6.2.8)]

$$t = \tau, \quad (7.5.11)$$

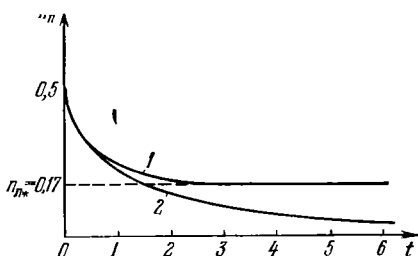


Рис. 31. Концентрация нейтронов в горячей модели: кривая 1 — реальная концентрация, кривая 2 — равновесная концентрация.

где t — время с начала расширения (6.2.3), а τ — длительность протекания реакции. В нашем случае, согласно (7.5.6),

$$\tau \approx 10^6 T_9^{-5} \text{ сек.} \quad (7.5.12)$$

* Подынтегральное выражение резко падает при $t > 1$ и снова возрастает лишь при $t > 10\,000$. Поэтому определение n_{n*} не зависит от конкретного выбора t , если $100 < t < 10\,000$. При $t \rightarrow 0$ $b(t) \rightarrow \infty$, так же как и $f(t)$; экспонента обращается в нуль быстрее, чем $b(t)$; в целом подынтегральное выражение стремится к нулю при $t \rightarrow 0$.

Подставляя (7.5.12) и (6.2.3) в (7.5.11), находим температуру закалки. Коэффициент κ берем ≈ 4 ; это значение получается, если учитывать только известные сорта элементарных частиц и не предполагать существование гипотетических неизвестных частиц (см. об этом далее, в конце параграфа). Тогда для температуры закалки получаем

$$(T_0)_* \approx 10, \quad (7.5.13)$$

$$T \approx 0,9 \text{ Мэв.}$$

Теперь, подставляя это $(T_0)_*$ в (7.5.2), находим

$$\left(\frac{n_n}{n_p}\right)_* \text{ на момент закалки:}$$

$$\left(\frac{n_n}{n_p}\right)_* = e^{-\Delta mc^2/T_*} \approx$$

$$\approx e^{-1.5} \approx 0,2 \quad (7.5.14)$$

или (используя тождество $n_n + n_p = 1$)

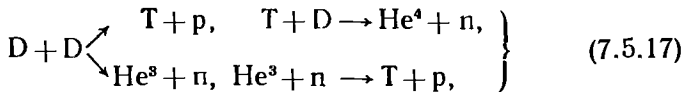
$$\left(\frac{n_n}{n_n + n_p}\right)_* \equiv n_n^* \approx 0,17 \quad (7.5.15)$$

в согласии с точным вычислением.

На следующей стадии процесса при $t \approx 100 \text{ сек}$ происходит соединение нейтрона и протона в дейтон:



за которым следует цепочка термоядерных реакций:



в результате чего образуется He^4 .

Ядро дейтерия представляет собой «энтропийный барьер» на пути образования He^4 . При температуре выше 100 кэв равновесное содержание дейтерия ничтожно; это значит, что с образованием дейтерия успешно конкурирует фотораспад $\gamma + D \rightarrow p + n$. Процесс образования He^4 требует ряда двойных столкновений*), поэтому

*) Любопытно, что прямое соединение $D + D = He^4 + \gamma$ имеет совершенно ничтожное сечение в силу ряда запретов.

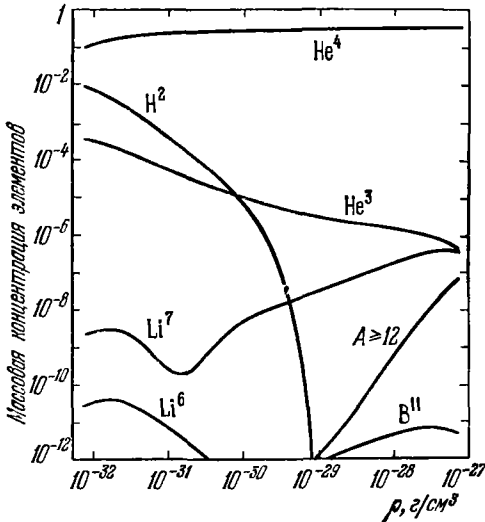


Рис. 32. Относительная распространенность химических элементов, синтезированных в начале космологического расширения. Параметром является сегодняшнее значение плотности вещества, $H^2 \equiv D$.

он представлен тем сильнее, чем выше плотность барионов при данной температуре, т. е. чем меньше удельная энтропия. При малой энтропии все нейтроны превращаются в He^4 , следовательно, получится $\sim 33\%$ He^4 , $\sim 67\%$ водорода. Мерой энтропии является отношение T^3/ρ , где ρ — плотность обычного вещества. На диаграмме рис. 32 приведены результаты расчетов Вагонера, Фаулера, Хойла (1967), пересмотренные Вагонером (1973), для температуры реликтового излучения $T=2,7$ °К и для разных значений сегодняшней плотности ρ_0 с учетом того, что истинное значение плотности ρ_0 известно ненадежно. При вычислении концентрации He^3

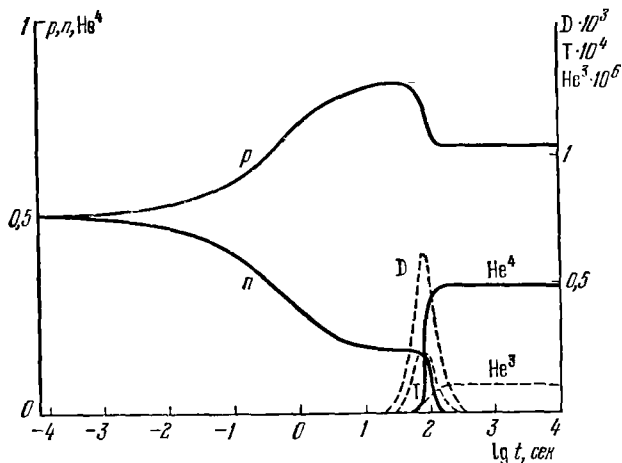


Рис. 33. Изменение вследствие ядерных реакций содержания протонов, нейтронов, дейтерия, гелия-4, гелия-3 и трития в расширяющейся горячей модели. Правая шкала — только для D, T, He^3 .

и Li^7 они учли, что образовавшиеся в ходе реакций T и Be^7 путем β -распада переходят соответственно в He^3 и Li^7 .

Общая картина изменения с течением времени содержания ρ , n , D, He^4 , He^3 и T вследствие ядерных реакций в горячей модели при $T^3/\rho \approx 3 \cdot 10^{30}$ (т.е. $T=2,7$ °К, $\rho_0=6 \cdot 10^{-30}$ г/см³) дана на рис. 33 по расчетам Дорошкевича и Сюняева. Вопрос о фактическом содержании гелия и других легких элементов в дозвездном веществе разбирается в следующем параграфе.

Резюмируем ситуацию. Каковы посылки и возможные слабые пункты расчета? Прежде всего, ненадежно известна сегодняшняя плотность материи ρ_0 или обратно пропорциональная ей (опять же сегодняшняя) энтропия T_0^3/ρ_0 . Величина T^3/ρ практически не меняется со временем, возможная область изменения ρ_0 : от $3 \cdot 10^{-31}$ г/см³ до $3 \cdot 10^{-29}$ г/см³. Уравнение для слабого взаимодействия $n \leftrightarrow \bar{n} + e^- + \nu_e$

и закалка не зависят от ρ_0/T_0^3 . Последующие ядерные реакции зависят от ρ_0/T_0^3 , но, к счастью, в интересующей нас области $3 \cdot 10^{-31} < \rho_0 < 3 \cdot 10^{-29}$ эта зависимость не очень существенна для основного продукта, He^4 и для остающегося водорода. Предсказываемые значения концентрации He^4 : $25\% < \text{He}^4 < 29\%$. Количества D , He^3 , Li^7 очень сильно зависят от ρ_0/T_0^3 , но они очень малы абсолютно. Вопрос о содержании их в небесных телах и о синтезе их в современный период изложен в следующем параграфе.

Резюме проведенного выше исследования ядерных реакций в космологии таково: очень грубо можно сказать, что почти все нейтроны, выжившие в результате первой стадии после закалки, переходят в ядра He^4 в период ядерного синтеза $t \approx 30-300$ сек; весовая концентрация He^4 в дозвездном веществе в первом приближении равна удвоенному весу нейтронов, оставшихся после закалки:

$$Y \approx \left(\frac{2n_n}{n_n + n_p} \right)_{\text{закалки}}. \quad (7.5.18)$$

Напомним, что мы условились считать $n_n + n_p = 1$, поэтому $Y = 2n_{n*}$. Подставив сюда значение $n_{n*} \approx 0,165$, полученное выше, находим

$$Y \approx 0,33. \quad (7.5.19)$$

Это, по существу, максимальное количество гелия, которое может получиться. Действительное значение Y несколько меньше, но формула (7.5.18) достаточно хороша для приближенной оценки.

Таким образом, решающее влияние на исход ядерного синтеза имеет отношение $\left(\frac{n_n}{n_n + n_p} \right)_* = n_{n*}$ на момент закалки. В какой степени устойчиво значение n_{n*} при изменении различных параметров модели? Выше отмечалось, что n_{n*} не зависит от ρ_0/T_0^3 , так как уравнения (7.5.3) линейны, взаимодействием нейтронов и протонов между собой можно пренебречь при $T > 1$ Мэв.

Но n_{n*} зависит от скорости расширения плазмы, точнее, от скорости изменения температуры со временем. Это сразу видно из формулы (7.5.11), где слева стоит $t(T)$ — время от начала расширения, совпадающее с временем изменения параметров плазмы. Выше при определении температуры закалки мы использовали в качестве $t(T)$ формулу (6.2.3) с коэффициентом $\kappa \approx 4$. Этот коэффициент зависит от числа сортов элементарных частиц, существующих в плазме к данному моменту. Коэффициент κ учитывает только известные частицы. Шварцман (1969) указал, что предположение о сильном увеличении κ меняет выводы о химическом составе

первичного вещества. Такое увеличение в принципе возможно, если имеется много неизвестных слабо (или сверхслабо) взаимодействующих (и потому неоткрытых) частиц. Такие частицы не могут иметь массу покоя, отличную от нуля. Действительно, в этом случае при расширении Вселенной отношение их плотности к плотности обычной материи не изменилось бы и их наличие сегодня в большом числе означало бы сильное превышение средней плотности этих частиц над плотностью известных форм материи, а это невозможно (см. обсуждение вопроса о массе мюонных нейтрино в сноске на стр. 183).

Но безмассовые частицы (типа нейтрино или гравитонов) не могут быть исключены таким рассуждением (см. далее). Подчеркнем еще раз, что гипотетические частицы не участвуют прямо в реакциях, приводящих к синтезу элементов, а влияют на них косвенно, меняя динамику расширения плазмы. Для оценки влияния этих частиц на исход ядерных реакций воспользуемся формулами (7.5.11) и (7.5.18). Обозначим через μ отношение общей плотности материи, включая плотность неизвестных частиц, к плотности известных частиц (γ , e^+ , e^- , ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$) в термодинамическом равновесии *):

$$\mu \equiv \frac{\rho_{\text{общ}}}{\rho_{\text{изв. частиц}}} \approx \frac{\kappa}{\kappa_0}, \quad (7.5.20)$$

где $\kappa_0 \approx 4$ — значение κ для известных частиц. С помощью (6.2.3) находим

$$t \approx \frac{10^3}{T_{9\mu}^{3/2}} \quad (7.5.21)$$

и из (7.5.12), (7.5.11) и (7.5.21) получаем

$$(T_9)_* = 10\mu^{1/6}, \quad \left(\frac{n_n}{n_p}\right)_* = e^{-1.5\mu^{-1/6}}, \quad (7.5.22)$$

$$Y \approx 2n_{n*} = \frac{2(n_n/n_p)_*}{1 + (n_n/n_p)_*} = f(\mu). \quad (7.5.23)$$

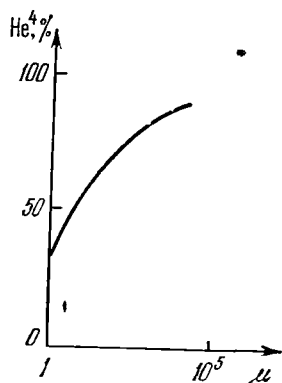


Рис. 34. Количество синтезированного гелия в зависимости от количества неизвестных слабодействующих частиц.

Кривая на рис. 34 показывает Y в зависимости от μ . Значение $\mu > 4$ невозможно, так как это дает $Y > 50\%$, что заведомо исключается наблюдениями.

Подчеркнем, что приведенные рассуждения дают гораздо более сильные ограничения на μ , чем сравнение постоянной Хаббла для

*) Разность $\rho_{\text{общ.}} - \rho_{\text{изв. частиц}}$ включает не только плотность неизвестных безмассовых частиц, но также и плотность мюонных нейтрино и антинейтрино, если имеется большой избыток одних или других по сравнению с их равновесной концентрацией, и — прежде всего — плотность сверхравновесных гравитонов.

сегодняшнего дня с возрастом Земли. Последняя оценка приводит лишь к неравенству $\mu < 10^5$ [Зельдович, Смородинский (1961)] *).

Итак, изменение параметра μ приводит к изменению n_{n^*} . На это же значение n_{n^*} может сильно влиять возможный избыток электронных нейтрино или антинейтрино. На это обратил внимание Фаулер (1970). До сих пор мы предполагали отсутствие лептонного

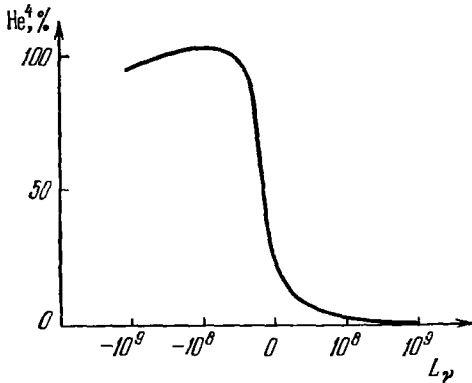


Рис. 35. Количество синтезированного гелия в зависимости от удельного лептонного заряда Вселенной.

заряда и считали количество нейтрино равным количеству антинейтрино. Если отказаться от такого требования, то на стадии заковки избыток электронных нейтрино или антинейтрино приведет через реакции (7.5.1) к изменению равновесной концентрации нейтронов и протонов, изменится формула (7.5.2). Вторичным эффектом является влияние наличия избытка частиц на динамику расширения и, следовательно, на момент заковки, что было рассмотрено выше.

В ходе космологического расширения химический потенциал нейтрино изменяется, как температура. Обозначим $\varphi = \mu_\nu/kT$. Тогда приблизительно справедливы соотношения

$$n_{\bar{\nu}} = bT^3 e^{-\varphi}, \quad n_\nu = bT^3 (1 + \varphi)^3; \quad (7.5.24)$$

для отношения $n_{\bar{\nu}}/n_\nu$ имеем

$$\frac{n_{\bar{\nu}}}{n_\nu} = (1 + \varphi)^{-3} e^{-\varphi}. \quad (7.5.25)$$

Вместо формулы (7.5.2) теперь имеем

$$\left(\frac{n_n}{n_p}\right)_{\text{равн}} = e^{-\Delta mc^2/kT - \varphi} \quad (7.5.26)$$

вместо (7.5.14)

$$\left(\frac{n_n}{n_p}\right)_* = e^{-\Delta mc^2/kT_* - \varphi}. \quad (7.5.27)$$

*) Отметим, что громадное увеличение плотности энергии безмассовых частиц ($\mu \gg 1$) может привести к такому темпу расширения, что не успевают пройти реакции образования He^4 на втором этапе (7.5.16), (7.5.17) и его количество будет малым. Но в этом случае должно быть $\mu \gg 10^5$ и частицы сильно бы влияли и на современную скорость расширения Вселенной, а это несовместимо с оценками времени жизни Земли и постоянной Хаббла.

Таким образом, Y зависит, вообще говоря, и от κ и от φ , причем если $\varphi > 1,6$, то Y будет меньше 30% при любом κ !

На рис. 35 показана зависимость Y от удельного лептонного заряда $L_\nu = \frac{n_{\bar{\nu}} - n_\nu}{n_B}$ для $\kappa=4$, т. е. $\mu=1$. Сильный избыток антинейтрино ведет к $Y \approx 1$ и противоречит наблюдениям, сильный избыток нейтрино ведет к $Y \approx 0$.

Предположение $\varphi \neq 0$ ведет к наличию избытка нейтрино или антинейтрино и для сегодняшнего дня, но избыток, достаточный для существенного изменения Y , конечно, еще слишком мал для обнаружения его какими-либо сегодняшними средствами.

§ 6. Сравнение наблюдательных данных о распространенности легких элементов во Вселенной с предсказаниями теории

Что говорят наблюдения о распространенности химических элементов во Вселенной? Подтверждают ли они предсказания теории горячей Вселенной?

Прежде всего, ясно, что, даже зная химический состав космических объектов в настоящее время, еще нельзя сравнивать непосредственно эти данные с космологической теорией, так как химические элементы могут синтезироваться (и разрушаться тоже) в течение эволюции небесных тел — например, в звездах или при взаимодействии космических лучей с межзвездным веществом. Поэтому необходимо проанализировать вопрос об эволюции распространенности химических элементов со временем и только после этого сравнить теорию с наблюдениями. Мы начнем с того, что приведем данные о распространенности химических элементов, затем проанализируем возможности синтеза или разрушения элементов в разных процессах и, наконец, сделаем заключение о химическом составе дозвездного вещества, из которого формировались первые объекты. Прекрасный обзор этого вопроса дан в работе Ривса, Аудуза, Фаулера и Шрамма (1973), которой мы, главным образом, придерживаемся в дальнейшем изложении (там же подробная библиография).

Мы будем говорить только о легких элементах, ибо, как уже неоднократно отмечалось выше, синтез тяжелых элементов (углерода и тяжелее) может быть полностью объяснен процессами, происходящими в ходе эволюции звезд [см. Труран и Камерон (1971)], и последующими выбросами газа из них. В космологическом нуклеосинтезе количество образующихся элементов тяжелее бора ничтожно.

Ниже приводится табл. IV наблюдательных данных, взятая из цитируемой работы. В ней дается относительная концентрация