

Поэтому термодинамическое равновесие имеет место при  $t \rightarrow 0$ , если только  $\sigma$  не уменьшается достаточно быстро с ростом энергии частиц. Можно надеяться, что условие (6.2.9) действительно выполняется. Так, например, не подлежит сомнению, что при высоких температурах число пар  $e^+$ ,  $e^-$  не отличается от равновесного. В самом деле, рассмотрим для примера момент, когда  $T=1 \text{ Мэв}$ ,  $t=1 \text{ сек}$ ,  $n_{e^+} \approx n_{e^-} \approx 10^{31} \text{ см}^{-3}$ . Сечение аннигиляции  $\sigma_1$  порядка  $10^{-24} \text{ см}^2$ , скорость частиц порядка скорости света; следовательно, время установления равновесия порядка

$$\tau = \frac{1}{\sigma_1 n c} = 10^{-17} \text{ сек.}$$

Итак,  $\tau$  ничтожно мало по сравнению с  $t=1 \text{ сек}$ . Полное равновесие  $e^+ + e^- \rightleftharpoons 2\gamma$  обеспечено. Точно так же обстоит дело и с установлением равновесия мюонных пар  $\mu^+$ ,  $\mu^-$ , а также мезонов и барионов всех сортов при соответствующих более высоких температурах.

Лишь вблизи самой сингулярности, при  $t \lesssim \left(\frac{\hbar c}{e^2}\right) t_{\text{пл}}$  (напомним, что  $t_{\text{пл}} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} = 10^{-43} \text{ сек}$ ), условие установления равновесия может не выполняться для заряженных частиц и фотонов. Поскольку позже условие равновесия выполнено с огромным запасом, нельзя ожидать заметных отклонений от равновесия на этих более поздних этапах.

Ситуация не ясна для гравитонов (см. § 2 гл. 7). О границах областей, где выполняется условие термодинамического равновесия для тех или иных частиц, говорится далее, также в гл. 7. В данной главе в дальнейших параграфах мы рассмотрим адронную стадию расширения Вселенной, когда температура выше энергии покоя нуклонов и в равновесии находится много нуклон-антинуклонных пар.

### § 3. Адронная стадия эволюции Вселенной

При температуре, сравнимой с энергией покоя протона и нейтрона и выше,  $T \gtrsim m_p c^2 / k$ , количество нуклонов и антинуклонов в плазме становится порядка количества фотонов; соответствующие точные формулы можно найти у Ландау и Лифшица (1964), формулы с точностью до безразмерного численного коэффициента даны в предыдущем параграфе. Разность количества нуклонов и антинуклонов равна наблюдаемому в настоящее время количеству нуклонов, т. е. составляет около  $10^{-8}$  количества фотонов. Этот небольшой избыток нуклонов задается как начальное условие для того, чтобы после расширения плазмы, ее охлаждения и аннигиляции пар дать наблюдаемую сегодня картину Вселенной с реликтовым излучением. О попытках объяснения того, почему этот произвольный параметр

должен быть столь мал (или, иными словами, почему энтропия Вселенной столь велика), см. в разделе V. При высокой температуре эта разность  $N - \bar{N}$  мала по отношению к общему количеству нуклонов и антинуклонов, так что с достаточной точностью можно считать вещество зарядово-симметричным, нейтральным; к нему приложимы соотношения гл. 7 и 8 ТТ и ЭЗ.

Каково общее количество различных сортов частиц и античастиц?

Опыты на ускорителях доказывают существование большого числа так называемых «резонансов», т. е. элементарных частиц с чрезвычайно коротким временем жизни, порядка  $10^{-23}$  сек. Разумеется, такие частицы нельзя наблюдать классическими методами, прослеживая их траекторию от места образования до места распада. Существование этих частиц проявляется в том, что, например, при рассеянии  $\pi^+$  на  $p$  в сечении появляется максимум (резонанс) при определенной энергии. Этот максимум можно описать так, что происходит образование частицы  $\Delta^{++}$ , заряд которой вдвое больше заряда протона, по реакции  $p + \pi^+ = \Delta^{++}$ . Частица  $\Delta^{++}$  тут же распадается на  $p + \pi^+$ , так что наблюдается только рассеяние  $\pi^+$  на  $p$ . Детальное изучение позволяет определить не только массу и заряд, но и другие свойства, например спин, «резонанса» (например, для  $\Delta^{++}$  спин равен  $3/2$ ).

Долгоживущие (в том числе и стабильные) частицы образуют «семейства» — такие, например, как протон и нейтрон или три пиона:  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ . Такие же семейства образуют и резонансы. Таблица различных резонансов содержит в настоящее время более 300 частиц. Эта таблица продолжает пополняться\*), и возможно, что расширение таблицы ограничено только мощностью ускорителей и точностью эксперимента. Существуют полуэмпирические теории, предсказывающие ряды сходных частиц с растущим спином и массой, квадрат которой линейно растет с ростом спина частицы. В теории горячего вещества существует направление — теория Хагедорна (см. следующий параграф), согласно которой все эти частицы можно рассматривать как независимые компоненты и прилагать к ним формулы статистической механики. Качественно результаты можно понять и без подробной теории, изложенной в ТТ и ЭЗ.

Дело сводится к тому, что в формулах

$$\varepsilon = \kappa \sigma T^4, \quad S = \kappa \sigma T^3 \frac{4}{3}, \quad (6.3.1)$$

где  $\kappa$  — число сортов частиц,  $S$  — энтропия, надо считать  $\kappa$  функцией температуры. Крайний случай соответствует тому, что  $\kappa \rightarrow \infty$

\*) В замечательном фильме Михаила Ромма «Девять дней одного года» стенгазета призывает открыть новую частицу в следующем квартале.

при  $T \rightarrow \Theta$ , где  $\Theta$  есть некая критическая температура \*). Давление оказывается меньше, чем для релятивистского газа,  $P < \varepsilon/3$ , а при  $\kappa \rightarrow \infty$   $P/\varepsilon \rightarrow 0$ . Следовательно, в предельном случае  $\kappa \rightarrow \infty$  закон космологического расширения оказывается соответствующим плоской модели с пылевидной материей:

$$a \sim t^{2/3}, \quad \varepsilon = \frac{c^2}{8\pi G t^2}. \quad (6.3.2)$$

Осуществляется ли такая картина? Представляется, что пренебрежение взаимодействием в рассматриваемой ситуации ни на чем не основано. Само существование большого числа резонансов, возможно, является указанием на то, что мы имеем дело с возбужденными состояниями нуклонов; может быть, барионы не элементарны, а состоят в свою очередь из каких-то «более элементарных» частиц. Тогда при высокой температуре статистическую физику надо прилагать к этим частицам.

Можно ожидать, что при достаточно высокой температуре  $kT > M_q c^2$  (где  $M_q$  — масса кварка, предполагается, что кварки гораздо тяжелее барионов, например,  $M_q = 30$  или  $50 M_p$ ) мы вернемся к простой формуле вида (6.3.1) с постоянным небольшим  $\kappa$ , а следовательно, и с  $P = \varepsilon/3$ . Отметим, не входя в существо дела, что Киржниц и Файнберг (1973) находят противоречие между теорией Хагедорна и современной теорией поля. Вопросы, которые возникают в этой области, весьма сложны, они нуждаются в теоретическом и экспериментальном выяснении. Более того, не ясно, имеют ли эти вопросы точный смысл. Поясним сомнения конкретным примером: сильновзаимодействующие мезоны, возможно, представляют собой связанные системы барион — антибарион. Такая точка зрения была впервые высказана Ферми и Янгом в 1953 г. применительно к пионам. Позже была развита классификация всех мезонов (частиц с нулевым барионным зарядом) как связанных состояний кварков и антикварков \*\*). В плотном горячем веществе, где присутствует большое число барионов и антибарионов, трудно отличить две частицы — барион и антибарион — от одного мезона.

Здесь нужно подчеркнуть, что трудности и сомнения относятся к возможности подсчета числа индивидуальных частиц, т. е., по существу, к использованию понятий статистической физики невзаимодействующих частиц. Не подлежит сомнению, однако, существование таких понятий, как плотность энергии, давление (эти

\*) Необходимое условие для этого заключается в том, чтобы число сортов частиц (умноженное на статистический вес каждой частицы) росло бы экспоненциально с массой: если  $\kappa^*(m) \sim e^{bm}$ , то предельная температура  $\Theta = c^2/b$ . Степенные множители при экспоненте не меняют этого основного результата.

\*\*\*) Группу мезонов с массой около  $2m_p$  (притом и больше, и меньше этой величины) И. Шапиро (1973) описывает как барион и антибарион, связанные ядерными силами.

величины входят в правую часть уравнений общей теории относительности). Несомненно, существуют и такие термодинамические величины, как температура и плотность энтропии.

Законы сохранения «зарядов», установленные при попарном взаимодействии частиц, должны иметь место и в плотном веществе. Отсюда следует существование плотности зарядов — барионного, электрического, лептонного — у плотного вещества \*).

В этом смысле неопределенность теории имеет только количественный характер. Важно отметить, что неопределенность в области больших температур, которые были в начале расширения Вселенной, при  $t < 10^{-6}$  сек,  $\rho > 10^{17}$  г/см<sup>3</sup>, почти не отражается на ситуации в последующем, при  $t > 10^6$  сек, благодаря быстрому установлению термодинамического равновесия \*\*).

Более важными для космологии могут оказаться гипотезы о взаимодействии барионов. В литературе высказаны две противоположные гипотезы. Согласно первой, существует отталкивание барионов друг от друга и притяжение барионов к антибарионам.

Предполагается, таким образом, что есть подобие электростатики, с той разницей, что: 1) роль электрического заряда играет барионный заряд и 2) радиус сил ограничен — вместо кулоновского потенциала  $\sim 1/r$  имеет место потенциал вида  $e^{-\mu r}/r$ , где  $\mu$  — химический потенциал. Такая теория получается в предположении, что существует нейтральное векторное поле, взаимодействующее с барионным зарядом, но отличающееся от электромагнитного тем, что кванты этого поля — вектоны — имеют большую массу покоя.

Эта гипотеза приводит [Зельдович (1961)] для холодного вещества к уравнению состояния ( $M$  — масса барионов)

$$e = Mc^2 \left[ n + \left( \frac{\hbar}{mc} \right)^3 n^2 \right], \quad (6.3.3)$$

где  $n$  — плотность барионов, т. е. к так называемому предельно жесткому уравнению состояния. В этом уравнении не учтены ни сравнительно слабые «обычные» ядерные силы, ни ферми-энергия нуклонов. Однако если верно предположение об отталкивании, то эти неучтенные факторы действительно отступают на второй план в пределе при  $n \rightarrow \infty$ . В холодном веществе отталкивание может стать существенным (член  $\sim n^2$  в скобках) при

$$n \approx \left( \frac{Mc}{\hbar} \right)^3 = 10^{41} \frac{1}{\text{см}^3}, \quad \rho \approx 2M \left( \frac{Mc}{\hbar} \right)^3 \approx 4 \cdot 10^{17} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}. \quad (6.3.4)$$

\*) Гипотезы о возможности несохранения барионного заряда вблизи сингулярности обсуждаются в разделе V.

\*\*\*) Исключением является ситуация, возникающая в том случае, если при определенной температуре однородное вещество разделяется на две фазы — с избытком нуклонов и антинуклонов, согласно гипотезе Омнеса (см. ниже). В этом случае кинетика установления равновесия зависит от диффузионных процессов.

Если горячее вещество содержит избыток барионов, причем на один избыточный барион содержится  $s \approx 10^8$  нейтральных частиц и нейтральных пар, то энергия отталкивания по-прежнему есть  $\epsilon_{\text{отт}} = \frac{\hbar^2 s}{M^2 c}$ , а тепловая энергия  $\epsilon_{\text{тепл}} \approx N(\hbar c N^{1/3})$ , где  $N = sn$ , так что  $\epsilon_{\text{тепл}} \approx \hbar c \cdot s^{1/3} n^{1/3}$ . Отсюда находим то  $n$ , начиная с которого отталкивание становится преобладающим:

$$\left. \begin{aligned} n &\approx s^2 \left( \frac{Mc}{\hbar} \right)^3 \approx 10^{67} \frac{1}{\text{см}^3}, \\ \rho &\approx s^4 \frac{M^4 c^3}{\hbar^3} \approx 10^{60} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}. \end{aligned} \right\} \quad (6.3.5)$$

При более высокой плотности уравнение состояния  $P = \epsilon$  приведет к  $a \sim l^{1/3}$ . Приведенные выше выводы связаны с огромной экстраполяцией, и потому их никак нельзя считать надежными. С другой стороны, отметим, что характерная «планковская» плотность еще гораздо выше:  $\rho_{\text{пл}} = \frac{c^5}{G^2 \hbar} = 5 \cdot 10^{93} \text{ г/см}^3$ . Пока плотность меньше  $\rho_{\text{пл}}$ , можно пользоваться понятиями плотности и давления, даже если мы не умеем конкретно вычислять эти величины.

Противоположная гипотеза о взаимодействии барионов и антибарионов недавно выдвинута Омнесом (1969), см. также Омнес (1971а, б, в), критика дана в докладе Стейгмана (1973). Исходя из теоретического анализа взаимодействия, автор утверждает, что антинуклоны отталкиваются от нуклонов в определенной области энергий, а следовательно, и в определенном интервале температур, порядка сотни или сотен  $M\epsilon\text{в}$ .

Составим, следуя Омнесу, уравнение для равновесной концентрации барионов  $x$  и антибарионов  $y$ . По-прежнему рассматриваем зарядово-симметричную систему, так что химические потенциалы равны нулю:  $\mu_x = \mu_y = 0$ . Энергия бариона содержит член, пропорциональный плотности антибарионов:

$$E_x = \sqrt{(Mc^2)^2 + p_x^2 c^2} + Ay; \quad (6.3.6)$$

соответственно

$$E_y = \sqrt{(Mc^2)^2 + p_y^2 c^2} + Ax. \quad (6.3.7)$$

Отсюда найдем в равновесии

$$\left. \begin{aligned} x &= B(T) e^{-Ay/kT}, \\ y &= B(T) e^{-Ax/kT}, \end{aligned} \right\} \quad (6.3.8)$$

где  $B(T)$  — равновесная концентрация без учета отталкивания. Эта система уравнений всегда имеет симметричное решение  $x = y = C(T)$ , где  $C(T)$  — решение трансцендентного уравнения  $C = B e^{-AC/kT}$ . Однако если энергия взаимодействия на один нуклон больше теп-

ловой энергии, т. е. если  $AC/kT > 1$  в симметричном решении, то оказывается, что система двух уравнений имеет три решения:

$$x = y = C; \quad x_1 > C, \quad y_1 < C; \quad x_2 = y_1 < C, \quad y_2 = x_1 > C. \quad (6.3.9)$$

Физически это означает, что при высокой температуре отталкивание нуклонов и антинуклонов приводит к разделению зарядово-симметричного вещества на две фазы: фазу с преобладанием нуклонов и фазу с преобладанием антинуклонов. Локально-симметричное решение становится неустойчивым. Достаточно горячее (по оценке автора,  $T > 300 \text{ Мэв}$ ) вещество превращается в эмульсию, т. е. механическую смесь двух фаз; термодинамически выгодно образование больших капель, при этом уменьшается поверхностная энергия. Зарядовая симметрия соблюдается лишь в среднем для объема, содержащего много капель с избытком барионов и капель с избытком антибарионов. В ходе понижения температуры становится термодинамически выгодной одна однородная фаза, но для ее возникновения нужно, чтобы процесс диффузии выравнивал концентрации барионов и антибарионов. Омнес полагает, что образование на определенном этапе двух фаз может оказаться решающим для зарядово-симметричной космологии, обеспечивая разделение вещества и антивещества в астрономическом масштабе. К этой стороне дела мы обратимся в следующих разделах книги (см. гл. 23).

Наконец, существует предположение, что известные нам частицы — нуклоны, резонансы — не элементарны в том смысле, что они состоят из каких-то других элементарных частиц (Гелл-Манн, Цвейг). Несколько лет назад усиленно обсуждалась гипотеза кварков — трех типов частиц с барионным зарядом, равным  $1/3$ , и с электрическим зарядом  $+2/3e$  у одного типа и  $-1/3e$  у двух других типов кварков. Подразумевается, что в силу зарядовой симметрии существуют и антикварки с барионным зарядом  $-1/3$  и электрическим  $-2/3e$ ,  $+1/3e$ ,  $+1/3e$ .

Каждый барион, согласно кварковой гипотезе, состоит из трех кварков [вариант из четырех кварков и одного антикварка см. Зельдович, Сахаров (1966, 1967)]. Заряды подобраны таким образом, что электрический заряд бариона может иметь только целые значения. Мезоны в этой схеме представляют собой соединения кварка с антикварком.

Большой успех гипотезы был связан с тем, что различные частицы получали наглядное объяснение как различные комбинации кварков (разный набор частиц, разная взаимная ориентация спинов; спин кварка полагался равным  $1/2$ ).

Были предприняты поиски частиц с дробным зарядом на ускорителях, в космических лучах и, в виде малой примеси, в обычном веществе. При поисках кварков в обычном веществе большое значение имели предсказания, основанные на горячей модели Вселенной (см. § 4 гл. 7).

Поиски кварков не увенчались успехом; одновременно выявились и внутренние трудности теории кварков \*). Однако отвергнут лишь определенный вариант теории, согласно которой известные нам адроны являются составными, сложными частицами. В общем виде отвергнуть такую идею трудно, и недавно появились предположения о том, что адроны состоят из партонов (от латинского слова «parte» — часть). В теориях такого рода при достаточно высокой температуре обычные адроны распадутся, нужно рассматривать газ, состоящий из кварков — антикварков или партонов — антипартонов.

Ниже отдельные аспекты теории Хагедорна и теории Омнеса будут обсуждены более подробно. Здесь, в рамках общего обзора, можно констатировать большое разнообразие вариантов, а значит, и большую неопределенность наших знаний относительно состояния вещества при адронных и более высоких температурах.

Возникает естественный вопрос: если так велика неопределенность в прошлом, то может ли теория предсказать последующие стадии эволюции?

Здесь на помощь приходят законы сохранения: точные законы сохранения барионного заряда \*\*) и энергии и приближенный закон сохранения энтропии при медленном адиабатическом процессе. Задачу об эволюции мы решаем при известных значениях сохраняющихся величин. Эти значения получены из наблюдений, относящихся к современной эпохе; к сожалению, теоретически они не вычисляются.

Однако, как следствие того, что используются экспериментальные константы, основные черты сегодняшней ситуации и недавнего прошлого воспроизводятся точно \*\*\*).

Задачей теории остается определение отклонений от равновесного состояния. Конкретно, наиболее интересен вопрос о количестве антибарионов, остающихся к настоящему времени. Аналогично можно поставить вопрос о количестве кварков и антикварков или партонов и антипартонов.

Очевидно, что равновесное количество таких частиц при  $3^\circ\text{K}$  невообразимо мало. Таким образом, ответ зависит от кинетики

---

\*) Эти трудности специфичны для наиболее экономной модели с тремя сортами кварков: чтобы согласовать модель с систематикой известных частиц, приходилось предполагать, что кварки не подчиняются принципу Паули и статистике Ферми, несмотря на то что спин их равен  $1/2$ .

В варианте теории, развитом Боголюбовым и др. (1965), предполагается существование  $3 \times 3 = 9$  сортов кварков. В этом варианте при спине  $1/2$  кварки являются фермионами; кроме того, им можно приписать целый электрический заряд. Поэтому опыты, в которых не были найдены дробные заряды, не противоречат такому варианту теории. Любопытные геометрические модели частиц в такой теории в последнее время построил Долгов и др. (1974).

\*\*) Возможность отказа от точного сохранения барионного заряда будет рассмотрена в разделе V.

\*\*\*) Это не относится к теории Омнеса, см. подстрочное примечание на стр. 167.

процесса исчезновения упомянутых частиц. При этом существенно, что рассматриваются частицы, которые сами по себе стабильны в вакууме.

Антипротон исчезает, только аннигилируя с протоном. Если кварки существуют, то один сорт кварков стабилен и исчезает, лишь столкнувшись с другим кварком (того же сорта или со своей античастицей). Таким образом, мы имеем дело с процессами, требующими столкновения двух частиц. Эти процессы становятся медленными при малой концентрации частиц.

В этих условиях выводы теории становятся устойчивыми, мало зависящими от неопределенностей теории адронного состояния; решающие, заключительные аккорды разыгрываются при более низкой температуре.

Общими для всех вариантов являются предположение о пространственной однородности Вселенной и задание плотности барионного заряда — иными словами, рассмотрение зарядово-несимметричной Вселенной.

Для того чтобы закончить изложение вопроса, перечислим уже здесь выводы расчетов, которые будут приведены далее, в §§ 3, 4 гл. 7.

1. Остаточная концентрация антинуклонов в зарядово-несимметричной теории необычайно мала (меньше  $e^{-100}$ ) уже в конце адронной стадии, при температуре  $\sim 1$  Мэв. Результат является естественным следствием того, что: а) мы имеем дело с сильным взаимодействием, сечение аннигиляции велико; б) избыток нуклонов обуславливает экспоненциальную малость количества антибарионов, когда рождение их прекращается, ибо они аннигилируют при встрече с нуклонами. Ситуация такая же, как сегодня в окружающем нас мире: антинуклонов и позитронов мало (меньше, чем их произвели космические лучи за космологическое время) потому, что они аннигилируют с избыточными, повсеместно присутствующими нуклонами.

2. Остаточная концентрация кварков оказывается сравнительно большой, порядка  $\sqrt{GM^2/\hbar c} \sim 10^{-18}$ , по отношению к фотонам. По отношению к обычным нуклонам концентрация кварков должна составлять около  $10^{-9}$ . Эта величина мала по сравнению с единицей, но достаточно велика, чтобы вдохновить экспериментаторов. Понятно, что расчет имеет смысл лишь в том случае, если кварки существуют. Но теперь, как утверждают экспериментаторы, можно сказать, что кварки не обнаружены в количестве  $10^{-15}$ — $10^{-20}$ , значит такие дробно-заряженные кварки не существуют.

3. При попытке рассмотреть пространственно-однородную зарядово-симметричную Вселенную получим для нуклонов задачу, подобную задаче о кварках. Получится и сходный ответ, т. е. концентрация порядка  $10^{-18}$  нуклонов на фотон.

Такой ответ противоречит наблюдениям \*), поэтому и приходится рассматривать зарядово-несимметричную однородную Вселенную. Особняком в этом отношении стоит уже упомянутая теория Омнеса.

Автор исходит из теории зарядово-симметричной Вселенной. Первоначальная однородность Вселенной спонтанно нарушается в микроскопическом масштабе: взаимодействие приводит к разделению однородного вещества на капли вещества и капли антивещества размерами порядка  $10^{-3}$  см в момент  $t=10^{-6}$  сек. В ходе понижения температуры тенденция к разделению вещества и антивещества исчезает; при низкой температуре происходит аннигиляция. Однако пространственное разделение вещества и антивещества существенно замедляет аннигиляцию. Ее скорость теперь лимитируется переносом нуклонов и антинуклонов к границе областей с избытком тех или иных частиц. Только на этой границе происходит аннигиляция \*\*).

Относительно дальнейшего существуют огромные качественные разногласия. Омнес полагает, что после аннигиляции в одних областях (порядка размера галактики) окажется избыток вещества — останется около  $10^{-8}$  нуклонов на один фотон; в других областях (того же порядка) столько же антинуклонов. Таким образом, по мнению Омнеса, зарядово-симметричная теория приводит к современной картине мира, состоящего из галактик и антигалактик. Его расчеты дают две характерные величины: отношение средней плотности нуклонов (и антинуклонов) к плотности фотонов и характерный размер области, заполненной веществом или антивеществом.

По нашему мнению, предположение Омнеса о разделении барионов и антибарионов на адронной стадии ведет к другим, более тривиальным выводам. Разделение происходит путем перемещения нуклонов и антинуклонов в малых масштабах.

При усреднении по большим объемам и массам возникающие отклонения от зарядовой симметрии гораздо меньше, чем предполагает Омнес. Последовательный расчет разделения и последующей аннигиляции приводит к гораздо меньшей остаточной концентрации нуклонов и антинуклонов. Таким образом, исчезает согласие между теорией и наблюдениями в важнейшем пункте — в отношении современной плотности нуклонов. Теория Омнеса предсказывает также, что аннигиляция затягивается, продолжаясь на протяжении радиационно-доминированной стадии и позже. Наблюдения не обнаруживают ожидаемых следствий затянувшейся аннигиля-

---

\*) Противоречие столь сильное, что мы не останавливаемся здесь на других трудностях.

\*\*) Нейтроны и антинейтроны диффундируют и аннигилируют быстрее, поэтому гелия образуется мало, к тому же гелий «разбивается» при аннигиляции. Таким образом, существенно меняются выводы, касающиеся нуклеосинтеза [см. Ривс (1973)].

ции. По совокупности мы полагаем, что зарядово-симметричная Вселенная и при учете фазового разделения не согласуется с наблюдениями и должна быть отвергнута.

Вернемся к концепции зарядово-несимметричной Вселенной, с избытком барионов на всем протяжении эволюции. На адронной стадии избыток барионов (будучи постоянным по абсолютной величине) оказывается относительно малым ввиду большого числа пар. Поэтому на адронной стадии остается без изменения картина разделения на нуклонную и антинуклонную фазы, если верна гипотеза Омнеса. При  $T=300 \text{ Мэв}$  зарядовая несимметрия проявится лишь в небольшом преобладании объема нуклонной фазы над объемом антинуклонной фазы \*).

Однако существенно изменяется картина аннигиляции:

По нашим оценкам, аннигиляция адронов закончится при температуре выше  $1 \text{ Мэв}$ , т. е. в условиях обилия электронов и позитронов. В таком случае спектр реликтового излучения полностью принимает равновесный вид. Современная плотность барионов останется равной начально заданному барионному заряду.

Было бы весьма интересно попытаться найти в современном мире какие-то следы фазового разделения на адронной стадии, в частности, в составе первичного вещества (большое количество осколков — дейтерия, гелия-3).

#### § 4. Теория Хагедорна

Краткий очерк теории Хагедорна (1965, 1969, 1973) дан в ТТ и ЭЗ. Для связности изложения напомним, что невзаимодействующие частицы («идеальный газ»), масса покоя которых равна  $m$  и статистический вес  $g$ , дают вклад в плотность энергии

$$\varepsilon = g\Psi(T, m) = \frac{g}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty \frac{E(p, m) d^3p}{\exp(E/T) \pm 1}. \quad (6.4.1)$$

Здесь температура выражена в энергетических единицах (константа Больцмана  $k \equiv 1$ ). Химический потенциал принят равным нулю, что всегда справедливо для нейтральных частиц, но справедливо и для заряженных частиц в симметричном случае, при равенстве числа частиц с положительными и отрицательными зарядами. Знак плюс (минус) в знаменателе соответствует фермионам (бозонам).

При наличии многих сортов независимых частиц необходимо взять сумму подобных выражений:

$$\varepsilon = \sum_i g_i \Psi(T, m_i). \quad (6.4.2)$$

\*) Богданова и Шапиро (1974) приводят веские доводы против исходного предположения Омнеса об отталкивании нуклонов и антинуклонов.