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 $T=300$ *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 *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

$$\varepsilon=g\Psi(T,\ m)=\frac{g}{(2\pi\hbar)^3}\int\limits_0^\infty \frac{E(p,\ m)\,d^3p}{\exp(E/T)\pm 1}. \qquad (6.4.1)$$

Здесь температура выражена в энергетических единицах (константа Больцмана $k=1$). 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:

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

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

Если число слагаемых конечно и существует некая максимальная масса $m_{\max}$, то поведение $\varepsilon(T)$ при больших T тривиально; при $T > m_{\max}c^2$

$$\varepsilon = T^4 \sum \alpha_i g_i, \tag{6.4.3}$$

где $\alpha_б = \frac{\pi^2}{30\hbar^3c^3}$ для бозонов и $\alpha_ф = \frac{7\pi^2}{240\hbar^3c^3}$ для фермионов.

Хагедорн рассматривает бесконечную последовательность типов частиц. Если массы бесконечного числа частиц ограничены, $m_i < M$ при $i \to \infty$, то при любой конечной температуре теория предсказывает бесконечную плотность энергии:

$$\varepsilon = \sum g_i \Psi(T, m_i) > \sum g_i \Psi(T, M) = \Psi(T, M) \sum g_i = \infty. \tag{6.4.4}$$

Очевидно, такой вывод противоречит опыту; поэтому в теории Хагедорна рассматривается последовательность частиц с неограниченно возрастающей массой.

Асимптотически при большом m введем среднюю плотность числа частиц $n(m)$, так что число сортов частиц с массой в интервале между m и $m+dm$ равно $dN = n(m)dm$. В формулы входит произведение плотности и среднего статистического веса, $f(m) = \bar{g}(m)n(m)$. Заменяя сумму интегралом, получим

$$\varepsilon = \int \Psi(T, m) f(m)\, dm. \tag{6.4.5}$$

Возникает целый ряд изящных математических задач. Изящество их, несомненно, играло заметную роль в том большом числе теоретических работ, которые последовали за предложением Хагедорна. Найдем характер функции $f(m)$, приводящий к существованию верхнего предела температуры T, т. е. к тому, что $\varepsilon \to \infty$ при $T \to \Theta$.

Очевидно, в этой ситуации главная часть интеграла приходится на область $m > T$, где асимптотически

$$\Psi(T, m) = aT^{3/2} m^{5/2} e^{-mc^2/T}. \tag{6.4.6}$$

Итак, какой должна быть $f(m)$, чтобы

$$\varepsilon = aT^{3/2} \int m^{5/2} e^{-mc^2/T} f(m)\, dm \to \infty$$

при $T \to \Theta$? Очевидно, что главное условие $f(m) \approx e^{mc^2/\Theta}$ или, точнее, $f(m) = \varphi(m) e^{mc^2/\Theta}$, где $\varphi(m)$ — медленно меняющаяся функция. Тогда под интегралом появится $\exp mc^2\left(\frac{1}{\Theta} - \frac{1}{T}\right)$. При $T < \Theta$ эта экспонента убывает, интеграл сходится; при $T > \Theta$ экспонента растет, интеграл расходится.

Итак, определен вид характеристической функции $f(m)$, при которой существует критическая, максимальная температура Θ. Можно уточнять поведение $\varepsilon(T)$ при $T \to \Theta$ в зависимости от вида медленно меняющейся $\varphi(m)$.

Однако мы не будем заниматься этим математическим сладострастием и обратимся к физическим основам теории.

Совместимы ли те два предположения, на которых основана теория: 1) о невзаимодействующих частицах и 2) о неограниченном числе типов частиц?

Современная теория частиц не исключает такую ситуацию. Мы из опыта знаем о существовании электрона и мюона: обе эти частицы обладают электрическим зарядом и «слабым» взаимодействием (участвуют в бета-распаде и т. п. процессах). Взаимодействия эти малы $\left(\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137} \ll 1,\ \frac{g m_\mu^2 c}{\hbar^3} \sim 10^{-7} \ll 1\right)$. С точки зрения статистической механики e и μ действительно могут рассматриваться как невзаимодействующие частицы.

Современная теория не позволяет вычислить отношение масс $m_\mu/m_e = 207$. Само существование мюона рассматривается в теории как эмпирически установленный факт. Поэтому не исключено, что семейство электрон — мюон имеет продолжение в области еще больших масс (сверхтяжелый мюон и т. д.), труднообнаружимое на опыте, но входящее в статистические суммы. Однако представляется крайне неправдоподобным, чтобы число членов такого семейства было экспоненциально велико.

Автор теории — Хагедорн — вдохновляется экспериментальными данными по резонансам сильновзаимодействующих частиц. Здесь наблюдается закономерность: резонансы с данными зарядами (электрическим, барионным, странностью) ложатся на прямую в координатах $S - M^2$, где S — спин резонанса, M — его масса.

На такой траектории плотность уровней $n(M) = \mathrm{const} \cdot M$, средний статистический вес $2S+1 \sim M^2$, функция $f(m) \sim m^3$, т. е. растет для данной траектории, но медленнее, чем экспонента. С увеличением массы могут начинаться новые траектории, соответствующие новым семействам частиц, с большим изотопическим спином.

В случае адронов возможность экспоненциального роста $f(m)$ больше, чем в случае лептонов (электронов, мюонов). Однако здесь заведомо нельзя считать частицы невзаимодействующими в плотной горячей плазме.

Учет этого взаимодействия в статистической механике весьма затруднителен (с этим вопросом мы встречались при обсуждении теории Омнеса в предыдущем параграфе).

Рассмотрим систему, в которой, наряду с протонами и нейтронами, имеются пионы. При вычислении термодинамических величин, относящихся к такой системе, необходимо учитывать фазу рассеяния пиона на протоне или нейтроне. Но резонанс (например, так называемый Δ-3-3-резонанс) как раз и проявляется в определенном поведении сечения и фазы рассеяния.

Рассматривая отдельно а) пионы, взаимодействующие с нуклонами, и б) резонансы, мы совершили бы ошибку, учитывая одно и то же физическое явление дважды Хагедорн считает, что существование предельной температуры подтверждается опытом.

При лобовых столкновениях энергичных элементарных частиц (в космических лучах или на наиболее мощных ускорителях) предполагается образование «огненного шара»—файрболла (fire—ball). Энергия выделяется в малом объеме, возникает термодинамически равновесная плазма.

Хагедорн отмечает, что импульс частиц *), разлетающихся из огненного шара, соответствует температуре 160 *Мэв*, притом практически независимо от числа частиц, родившихся в данном столкновении, т. е. независимо от полной энергии столкновения.

Этот аргумент не убедителен, потому что наблюдаемые частицы, вероятно, вылетают не непосредственно из объема, в котором первично выделилась энергия. В ряде работ Ландау, Померанчука и их последователей рассматриваются стадии столкновения частиц: на первой стадии образуется сгусток плотной плазмы, затем эта плазма расширяется по законам гидродинамики, с сохранением полной энтропии и понижением температуры, и лишь на последней стадии, когда плотность плазмы становится достаточно малой, вылетают наблюдаемые частицы. Следовательно, 160 *Мэв* Хагедорна есть та температура, при которой плазма становится прозрачной**), происходит вылет частиц.

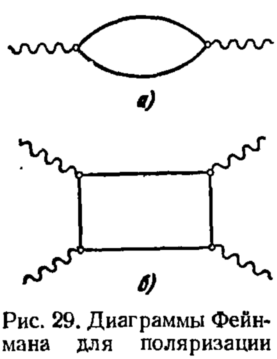

Рис. 29. Диаграммы Фейнмана для поляризации вакуума электромагнитным полем.

Современная теория поля (теория элементарных частиц) дает важный аргумент против теории Хагедорна. Рассмотрим поляризацию вакуума электромагнитным полем и связанную с ней нелинейность электродинамики, приводящую, в частности, к рассеянию света светом.

На языке диаграмм Фейнмана речь идет о процессах, соответствующих рис. 29, *а*, *б*, где входящие и выходящие волнистые линии соответствуют фотонам, а внутренняя замкнутая линия — тем или иным заряженным частицам. Диаграмма *а*) приводит к перенормировке заряда: наблюдаемый элементарный заряд *e* связан с «затравочным» зарядом

---

*) Рассматривается компонента импульса, перпендикулярная направлению движения сталкивающихся частиц.

**) Прозрачной для адронов и в масштабе порядка 10^{-13} *см*.

e_0 выражением вида

$$e^2 = \frac{e_0^2}{1+\gamma \frac{e_0^2}{\hbar c} \ln \frac{p_{max}}{mc}}, \tag{6.4.7}$$

где γ — безразмерный множитель $\left(\gamma = \frac{1}{3\pi}\right)$, p_{max} — максимальный импульс, к которому применима теория, m — масса частицы *).

Диаграмма *б*) приводит к сечению рассеяния света на свете:

$$\sigma = \gamma_1 \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^4 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^n \lambda^{2-n}, \tag{6.4.8}$$

где λ — длина волны. В настоящее время экспериментально проверены эффекты, зависящие от вклада электронов и позитронов. В действительности в формулах, соответствующих диаграммам *а*) и *б*), фигурируют суммы по всем заряженным частицам. Все члены сумм имеют одинаковый знак. Из очевидных фактов, что наблюдаемый заряд конечен (а не равен нулю), что конечно сечение рассеяния фотонов на фотонах, следует, что суммы сходятся; значит, число типов заряженных частиц конечно. Конечна также сумма $\sum m_i^{-4}$. Эти результаты противоречат тем предположениям, которые необходимы Хагедорну!

Строго говоря, соображения, связанные с поляризацией вакуума, относятся к заряженным частицам. Термодинамические свойства плазмы зависят одинаково от заряженных и от нейтральных частиц. Однако в случае адронов нельзя себе представить, чтобы число типов нейтральных частиц было бесконечно при конечном числе заряженных. Соображения, связанные с поляризацией вакуума, представляются веским доводом против теории Хагедорна; см. также упомянутую ранее работу Киржница и Файнберга (1973) с возражениями против теории Хагедорна.

§ 5. Концентрация нуклонов и антинуклонов в зарядово-несимметричной Вселенной при термодинамическом равновесии

Итак, в области высокой температуры существует значительная неопределенность, зависящая от наличия большой концентрации сильновзаимодействующих частиц — адронов. Именно учет их взаимодействия (сильного, как показывает само название этих частиц) является в настоящее время нерешенной задачей. При понижении температуры концентрации адронов убывают, и выводы теории становятся определенными и четкими. Когда концентрация

*) Перенормировка заряда непосредственно ненаблюдаема, так как e_0 неизвестен. Однако диаграмма *а*) дает также наблюдаемые малые отклонения от закона Кулона.