

$e_0$  выражением вида

$$e^2 = \frac{e_0^2}{1 + \gamma \frac{e_0^2}{\hbar c} \ln \frac{p_{\max}}{mc}}, \quad (8.4.7)$$

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

Диаграмма б) приводит к сечению рассеяния света на свете:

$$\sigma = \gamma_1 \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left( \frac{\hbar}{mc} \right)^n \lambda^{2-n}, \quad (8.4.8)$$

где  $\lambda$  — 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.

пар  $N\bar{N}$  (нуклон — антинуклон) становится сравнимой с избытком нуклонов, уже безразлично, имеем ли мы дело с зарядово-симметричной или несимметричной моделью Вселенной.

Выпишем формулы ( $kT < mc^2$ ), опуская численные множители:

$$n_\gamma \sim \left(\frac{kT}{ch}\right)^3, \quad (6.5.1)$$

$$n_N \cdot n_{\bar{N}} \sim \left(\frac{kT}{h}\right)^3 \left(\frac{mc}{h}\right)^3 e^{-2mc^2/kT}. \quad (6.5.2)$$

Удобно рассматривать безразмерные величины:

$$r = \frac{n_N}{n_\gamma}, \quad \bar{r} = \frac{n_{\bar{N}}}{n_\gamma}, \quad \beta = r - \bar{r}, \quad \theta = \frac{kT}{mc^2} \approx T_{13} \text{ }^\circ\text{K}$$

(напомним астрономический способ обозначения:  $T \cdot 10^{-13} = T_{13}$ ). В зарядово-симметричном мире  $\beta = 0$ . В зарядово-несимметричном мире  $\beta = \text{const} > 0$ ; постоянство  $\beta$  соответствует тому, что нуклоны (барионы) сохраняются и при расширении плотность барионного заряда падает в той же пропорции, что и плотность фотонов; по порядку величины  $\beta = 10^{-6}$ .

В новых переменных

$$r\bar{r} = \theta^{-3}e^{-2/\theta}, \quad r - \bar{r} = \beta.$$

Отсюда легко найти

$$r = \frac{\beta}{2} + \sqrt{\frac{\beta^2}{4} + \theta^{-3}e^{-2/\theta}}, \quad \bar{r} = -\frac{\beta}{2} + \sqrt{\frac{\beta^2}{4} + \theta^{-3}e^{-2/\theta}}.$$

Это решение верно везде. При  $\beta = 0$ , очевидно,  $r = \theta^{-3/2}e^{-1/\theta}$ . При  $\beta \neq 0$  нужно различать две области: при  $\theta > 0,04$  (число получено решением трансцендентного уравнения)

$$r \approx \bar{r} \approx \theta^{3/2}e^{-1/\theta} \gg \beta; \quad (6.5.3)$$

при  $\theta < 0,04$

$$r = \beta, \quad \bar{r} = \frac{\theta^2}{\beta} e^{-2/\theta} \ll \beta. \quad (6.5.4)$$

В рассматриваемой здесь области температур ( $T \leq 4 \cdot 10^{11}$  °K) равновесие может быть вычислено с удовлетворительной точностью, так как концентрация сильновзаимодействующих частиц невелика.

С другой стороны, кинетика аннигиляции и рождения пар  $N\bar{N}$  еще достаточно быстрая, так что равновесие действительно осуществляется. Лишь при более низкой температуре скорость аннигиляции оказывается недостаточной и концентрация антибарионов превышает равновесную. Однако эту кинетическую задачу мы рассмотрим отдельно (§ 3 гл. 7).