Гравитационные волны малой частоты (большой длины волны) следует рассматривать классически, без учета квантовых эффектов. Они взаимодействуют когерентно с большими объемами, заполненными материей. Систематический обзор разных аспектов гравитационного излучения выделен в отдельную главу (гл. 16).

§ 3. Антинуклоны в горячей плазме

В гл. 6 мы отмечали, что в самом начале космологического расширения в веществе было огромное количество пар нуклонов и антинуклонов, находящихся в термодинамическом равновесии. Как меняется их концентрация в ходе расширения? Проанализируем этот вопрос для двух вариантов теории: 1) полностью зарядово-симметричного мира и 2) зарядово-несимметричного мира. Мы увидим, что результаты анализа дают веские аргументы в пользу того, что реально имеет место второй вариант. Начнем анализ с первого варианта.

Итак, имеется полностью зарядово-симметричный мир, т. е. мир, в котором есть равное число нуклонов и антинуклонов (а также электронов и позитронов и т. д.) и концентрация их равномерна (т. е. идеи Омнеса не учитываются).

При достаточно высокой температуре (но все же ниже mc^2/k, m — масса нуклона) их концентрация n определяется термодинамическим равновесием *):

$$n \equiv n_{\mathrm{N}} = n_{\overline{\mathrm{N}}} = n_{\text{равн}} = \sqrt{\frac{2}{\pi^3}}\,\frac{m^{3/2}(kT)^{3/2}}{\hbar^3}\,e^{-mc^2/kT}, \quad kT < mc^2. \tag{7.3.1}$$

При еще больших температурах

$$n = \beta\left(\frac{kT}{\hbar}\right)^3, \qquad kT > mc^2;$$

численное значение β зависит от числа рассматриваемых независимых сортов частиц.

Термодинамическое равновесие осуществляется за счет баланса между аннигиляцией при соударении нуклонов и антинуклонов и рождением пар.

В ходе расширения равновесная концентрация уменьшается, и при современной температуре $\approx 3\,°\mathrm{K}$ она «астрономически» мала, $\ll 10^{-10^{10}}$. Однако в действительности скорость аннигиляции становится пренебрежимой раньше, происходит «закалка» и остается определенное неравновесное количество нуклонов и антинуклонов. Рассмотрим этот процесс. Сечение аннигиляции в интересующей

*) Учтен спин $^1/_2$ нуклона; n_{N} есть сумма концентраций протонов и нейтронов, $n_{\overline{\mathrm{N}}}$ — антипротонов и антинейтронов.

нас области идет как $\sigma_0 \frac{c}{v}$, где v — скорость соударения, а σ_0 — порядка 10^{-26} *см*^{2}. Отсюда получим уравнение изменения концентрации:

$$\frac{dn}{dt} = -\sigma_0 c n^2 + \psi(t) - \alpha n. \qquad (7.3.2)$$

Здесь $\psi(t)$ — функция, описывающая скорость рождения пар. Последний член — αn учитывает изменение концентрации из-за космологического расширения $\left(\alpha = 3H = \frac{3}{2t}\right)$. Удобно параллельно с барионами рассматривать фотоны (более точно — сумму легких частиц e^+, e^-, γ). Их концентрация n_γ подчиняется закону, описывающему изменение концентрации сохраняющихся частиц:

$$\frac{dn_\gamma}{dt} = -\alpha n_\gamma. \qquad (7.3.3)$$

Введем отношение $r = n/n_\gamma$. Очевидно, уравнение для r не содержит эффекта космологического расширения; без аннигиляции и образования новых пар r будет постоянным. Действительно,

$$\frac{dr}{dt} = -\sigma_0 c n_\gamma r^2 + \frac{\psi}{n_\gamma}. \qquad (7.3.4)$$

Введем $r_{\text{равн}}$: согласно предыдущему [см. (7.3.1)]

$$r_{\text{равн}} \approx \theta^{-3/2} e^{-1/\theta}, \qquad \theta = \frac{kT}{mc^2} \ll 1. \qquad (7.3.5)$$

Очевидно,

$$-\sigma_0 c n_\gamma r^2_{\text{равн}} + \frac{\psi}{n_\gamma} \equiv 0, \qquad (7.3.6)$$

так что уравнение для r может быть записано в виде

$$\frac{dr}{dt} = -\sigma_0 c n_\gamma (r^2 - r^2_{\text{равн}}). \qquad (7.3.7)$$

В уравнении (7.3.7) n_γ и $r_{\text{равн}}$— известные функции θ; θ зависит от t. Мы разделим весь интервал изменения времени $0<t<\infty$ на две части: $t<t_1$, где поддерживается приблизительное равновесие $r - r_{\text{равн}} \ll r_{\text{равн}}$, и $t>t_1$, где $r \gg r_{\text{равн}}$. Для нахождения характерного времени t_1 мы подставим $r = r_{\text{равн}}$ из (7.3.5) в левую часть уравнения (7.3.7), вычислим разность $r - r_{\text{равн}}$ и потребуем выполнения условия $r - r_{\text{равн}} \approx r_{\text{равн}}$:

$$\frac{dr_{\text{равн}}}{dt} = -\sigma_0 c n_\gamma (r^2 - r^2_{\text{равн}}), \qquad r - r_{\text{равн}} = \frac{1}{\sigma_0 c n_\gamma (r + r_{\text{равн}})} \left| \frac{dr_{\text{равн}}}{dt} \right|.$$

Условие $r - r_{\text{равн}} \approx r_{\text{равн}}$ дает

$$\sigma_0 c n_\gamma 2 r_{\text{равн}} = \frac{1}{r_{\text{равн}}}\left|\frac{dr_{\text{равн}}}{dt}\right| = \left|\frac{d\ln r_{\text{равн}}}{dt}\right|. \tag{7.3.8}$$

С другой стороны, из (7.3.5) приближенно имеем

$$\ln r_{\text{равн}} \approx -\frac{1}{\theta}, \quad \theta \sim t^{-1/2}, \quad \left|\frac{d\ln r_{\text{равн}}}{dt}\right| = \frac{1}{2\theta t}. \tag{7.3.9}$$

Подставляя (7.3.9) в (7.3.8), получаем [помня, что (7.3.8) справедливо для $t = t_1$]

$$4\sigma_0 c r_{\text{равн}} \theta_1 t_1 n_{\gamma 1} = 1. \tag{7.3.10}$$

Используя функции с численными значениями констант

$$t_1 = 10^{-6}\theta^{-2}\ \textit{сек}, \qquad n_{\gamma 1} = 10^{41}\theta^3\ \textit{см}^{-3}, \qquad \sigma_0 = 2\cdot 10^{-26}\ \textit{см}^2$$

и имея в виду (7.3.5), получим уравнение для θ_1:

$$e^{-1/\theta_1} = 5\cdot 10^{-21}\theta_1^{-1/2}. \tag{7.3.11}$$

Это уравнение решается последовательными приближениями; экспонента зависит от θ_1 намного сильнее, чем $\theta_1^{-1/2}$. Поэтому мы начнем с произвольного θ_1' в правой части, вычислим $r_{\text{равн}}$ и соответствующее θ_1'', подставим θ_1'' в правую часть уравнения и т. д. Получим

$$\theta_1 = \frac{kT}{mc^2} \approx \frac{1}{45}, \qquad T_1 \approx 21\ \textit{Мэв}, \qquad t_1 \approx 2{,}5\cdot 10^{-3}\ \textit{сек},$$
$$r_1 \approx r_{\text{равн}.1} \approx 10^{-17}, \qquad \gamma_1 \approx 10^{36}\ \textit{см}^{-3}, \tag{7.3.12}$$
$$n_1 \approx n_{\text{равн}.1} \approx 2\cdot 10^{19}\ \textit{см}^{-3}.$$

Итак, в предположении зарядово-симметричной, однородной и изотропной горячей модели к моменту, когда нарушается термодинамическое равновесие, нуклоны и антинуклоны составляют долю 10^{-17} от легких частиц. До этого момента N и $\bar{\text{N}}$ следовали равновесию: при $kT/mc^2 \gg 1$ их плотность была того же порядка, что и плотность легких частиц; в интервале $1 > kT/mc^2 > 1/45$ плотность N и $\bar{\text{N}}$ падала экспоненциально и к моменту $kT/mc^2 = 1/45$ упала до $2\cdot 10^{-17}$ плотности легких частиц.

После указанного момента, т. е. при $kT/mc^2 < 1/45$, $t > 2{,}5\cdot 10^{-3}$ *сек*, равновесное значение концентрации $n_{\text{равн}}$ продолжает убывать экспоненциально, но равновесия в действительности нет и фактическая концентрация n падает медленнее. Поэтому $n \gg n_{\text{равн}}$ и в уравнении для $\frac{dn}{dt}$ можно пренебречь рождением новых пар N и $\bar{\text{N}}$. В уравнении остается только член, описывающий аннигиляцию:

$$\frac{dr}{dt} = -\sigma_0 c n_\gamma r^2, \tag{7.3.13}$$

с начальными условиями, взятыми из рассмотрения предыдущей стадии:

$$t_1 = 2{,}5 \cdot 10^{-3}, \qquad r_1 = 10^{-17}, \qquad \sigma_0 c n_{\gamma 1} r_1 t_1 = \frac{1}{\theta_1}. \tag{7.3.14}$$

Это уравнение легко решается. Взяв $\tau = t/t_1$, $n_\gamma = n_{\gamma 1}\tau^{-3/2}$, получим

$$\frac{dr}{d\tau} = -\sigma_0 c n_{\gamma 1} \tau^{-3/2} t_1 r^2, \tag{7.3.15}$$

$$\left.\begin{aligned} r &= \frac{r_1}{1 + 2\sigma_0 c n_{\gamma 1} t_1 r_1 (1 - \tau^{-1/2})}, \\ r_\infty &= \frac{r_1}{1 + 2\sigma_0 c n_{\gamma 1} t_1 r_1} = \frac{r_1}{1 + 1/2\theta_1} = 0{,}04 r_1. \end{aligned}\right\} \tag{7.3.16}$$

В пределе, при $t \to \infty$, $\sqrt{t_1/t} \to 0$, из-за аннигиляции количество нуклонов и антинуклонов падает в конечное число раз — в отношении $(1 + 4\sigma_0 c t_1 n_1)^{-1} = 1 : 24$.

Само расширение, очевидно, не меняет отношения числа нуклонов или антинуклонов к числу легких частиц, равного 10^{-17} в момент t_1. Однако вследствие аннигиляции это отношение падает в 24 раза, т. е. до $\sim 10^{-18}$. Это падение происходит главным образом за время, в несколько раз большее, чем t_1, т. е. практически заканчивается в момент $t \sim 2 \cdot 10^{-2}$ *сек.*

В этот момент кванты и пары e^+, e^- составляют $\sim 60\%$ всех легких частиц. Пары e^+, e^- превращаются впоследствии в кванты. Значит, отношение числа N или $\bar{\mathrm{N}}$ к числу квантов в настоящее время в зарядово-симметричной Вселенной должно было бы составлять $\sim 10^{-18}$. Температуре реликтового излучения 2,7 °К соответствует плотность квантов около 400 *см*$^{-3}$, что дает $n_{\mathrm{N}} = n_{\bar{\mathrm{N}}} \cong 10^{-15}$ *см*$^{-3}$ и плотность $\rho_{\mathrm{N}} = \rho_{\bar{\mathrm{N}}} \cong 10^{-39}$ *г/см*^{3}. Эти малые значения являются доводом против гипотезы о зарядовой симметрии Вселенной. Однако перед обсуждением этих выводов поставим вопрос: чем физически обусловлено получение такого малого безразмерного числа $r = n_{\mathrm{N}}/n_\gamma \sim 10^{-18}$? Из каких безразмерных параметров задачи можно наглядно, хотя бы по порядку величины, получить это число без детального расчета, приведенного выше? Выяснение этих вопросов, даже после получения численного результата более точным способом, в высшей степени полезно. Только таким путем можно ясно понять смысл результата и область его применимости.

Нам надо определить концентрацию антинуклонов после «закалки». В ходе расширения и падения температуры равновесная концентрация антинуклонов начинает экспоненциально падать, когда $kT \approx mc^2$. Ясно, что в силу экспоненциальной зависимости концентрации от температуры при $kT \leqslant mc^2$ момент «закалки» t_1 примерно определяется условием $kT_1 = mc^2/\alpha$, где число α хотя и больше единицы, но порядка единицы. (В действительности, как было показано выше, $\alpha = 45$; по ходу решения трансцендентного уравнения α есть логарифм большой величины.)

Ясно, что таким способом можно только грубо определить T_1, а следовательно, и t_1. Идея заключается в том, что в очень грубом расчете можно заменять α на единицу только там, где α является множителем. Никак нельзя, однако, считать $\alpha \sim 1$ в выражении для $n_{\text{равн}}$, где $n_{\text{равн}} \sim e^{-\alpha}$, так как экспонента очень чувствительна к α. После того как момент «закалки» грубо найден, можно для определения $n_1 \sim n_{\text{равн}}$ в этот момент использовать условие равенства времени установления равновесия и гидродинамического времени $\sigma_0 c n_1 t_1 \approx 1$. Используем порядки величин. Так, сечение дается выражением $\sigma_0 \sim (\hbar/mc)^2$. Как известно, величина $\hbar/mc$ — комптоновская длина волны нуклона — характеризует по порядку величины также и радиус действия ядерных сил, поскольку массы нуклонов и мезонов одного порядка. Выразим гидродинамическое время (время расширения) t_1 через α. Согласно (6.2.1)

$$\rho_1 \approx \frac{1}{Gt_1^2}.$$

С другой стороны, плотность массы выражается через температуру:

$$\rho_1 \approx \frac{kT_1}{c^2}\left(\frac{kT_1}{c\hbar}\right)^3.$$

Наконец, используем условие $kT_1 = mc^2/\alpha$ и, приравнивая оба выражения для ρ_1, получаем выражение для t_1:

$$t_1 = \alpha^2 G^{-1/2} m^{-2} \hbar^{3/2} c^{-3/2}. \qquad (7.3.17)$$

Теперь подставим эти выражения *) в критерий закалки $\sigma_0 c n_1 t_1 = 1$. Получим

$$\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 c n_1 G^{-1/2} m^{-2} \hbar^{3/2} c^{-3/2} = 1, \qquad n_1 = G^{1/2} m^4 c^{1/2} \hbar^{-7/2}. \qquad (7.3.18)$$

Это выражение сравним с выражением для общего числа легких частиц (лептонов)

$$n_\gamma = \left(\frac{kT}{c\hbar}\right)^3 \approx \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^3. \qquad (7.3.19)$$

Получим

$$r = \frac{n_1}{n_\gamma} = \sqrt{\frac{Gm^2}{\hbar c}}. \qquad (7.3.20)$$

*) В первом приближении здесь заменяем α на 1 — в этом и состоит грубость расчета.

Величина Gm^2 входит в выражение гравитационного взаимодействия протонов точно так же, как e^2 — квадрат заряда — в выражение их электростатического взаимодействия. Таким образом, $Gm^2/\hbar c$ — это гравитационный аналог знаменитой «постоянной тонкой структуры» $e^2/\hbar c = 1/137$. Численно $Gm^2/\hbar c = 10^{-38}$, что дает $n_1/n_\gamma \sim 10^{-19}$ в замечательном (для такого грубого подхода) согласии с точным расчетом.

Итак, на вопрос о том, почему в горячей зарядово-симметричной модели остается мало нуклонов и антинуклонов, можно дать краткий ответ: это происходит потому, что мал́о их гравитационное взаимодействие.

Более подробно можно сказать, что число остающихся N и $\bar{\mathrm{N}}$ зависит от конкуренции между их аннигиляцией и общим расширением. Аннигиляция зависит от ядерного взаимодействия, которое порядка единицы, так как $\sigma_0 \sim (\hbar/mc)^2$. Расширение задается таким образом, чтобы кинетическая энергия расширения равнялась потенциальной энергии гравитационного взаимодействия (на ранней стадии расширения это всегда так; см. § 8 гл. 1). Именно вследствие этого условия скорость расширения $\sim G^{-1/2}$ и та же величина, $G^{-1/2}$, входит в выражение n_1/n_γ.

Расчет аннигиляции N и $\bar{\mathrm{N}}$ в ходе расширения, изложенный выше, впервые, по-видимому, сделан одним из авторов [Зельдович (1965б)]; в результаты вкралась численная ошибка, исправленная выше. Расчет без ошибок приведен в связи с проблемой аннигиляции кварков (см. следующий параграф) в работе Зельдовича, Окуня, Пикельнера (1965). Наконец, аналогичные результаты для антинуклонов получены Чиу (1966).

Вернемся к космологическим выводам. В литературе неоднократно обсуждался вопрос о зарядово-симметричных моделях. Очевидной трудностью, которой выше мы совершенно не касались, является аннигиляция нуклонов и антинуклонов при образовании звезд и других небесных тел из разреженного газа.

В связи с этим усилия ряда авторов [Альвен, Клейн (1962), Альвен (1965)] были направлены на изобретение (весьма остроумных) механизмов, разделяющих протоны и антипротоны в газовом облаке при совместном действии гравитации и магнитного поля.

Из проделанных расчетов видно, что в однородной модели аннигиляция происходит на чрезвычайно ранней стадии, задолго до образования отдельных газовых облаков. Уже на этой стадии концентрация N и $\bar{\mathrm{N}}$ падает до величин, несовместимых с наблюдаемой в настоящее время плотностью обычного вещества; последующее разделение не поможет согласовать зарядово-симметричную модель с наблюдениями. Возможность разделения частиц и античастиц на ранней стадии при $T \approx 300$ *Мэв* рассмотрена Омнесом;

принципы его теории проанализированы нами в предыдущей главе, а следствия для космологии см. ниже, в гл. 23, § 3.

В принципе можно представить себе Вселенную, зарядово-симметричную в среднем, за счет ее неоднородности. В начальном сингулярном состоянии предполагается избыток нуклонов в одних областях и избыток антинуклонов в других. По существу, для отдельной области ситуация не отличается от той модели откровенно несимметричного мира, которая в основном и рассматривается в данной книге. Если область больше охватываемой горизонтом, отличие в настоящее время принципиально ненаблюдаемо. Если области меньше, то могут быть наблюдены γ-кванты, рождающиеся на границе областей, где аннигиляция происходит и в настоящее время.

Расчет аннигиляции для межгалактического газа критической плотности дает величину, превосходящую наблюдаемый фон γ-квантов.

Если аннигиляция имеет место задолго до образования галактик, γ-кванты теряют свою энергию при комптоновском рассеянии, но энергия, инжектируемая в плазму, искажает планковский равновесный спектр. Эта сторона проблемы обсуждается в следующей главе.

Эта трудность отпадает, если принять, что межгалактического газа нет или что магнитные поля на границе между областями вещества и антивещества препятствуют смещению ионизованных газов.

Вряд ли нужно более конкретно обсуждать здесь все возможные варианты такого рода [см., например, Альвен (1965), интересный обзор см. Альвен (1971), Альвен, Эльвиус (1973)]. Стоит, быть может, лишь отметить, что неоднородная зарядово-симметричная в среднем модель не представляется эстетически предпочтительной по сравнению с однородной зарядово-несимметричной. Следует подчеркнуть, что зарядовая симметрия свойств частиц не требует зарядовой симметрии числа или плотности частиц в космологическом расширении.

Проблеме зарядовой симметрии частиц посвящен § 8 гл. 23.

Переходим теперь ко второму варианту — к теории зарядово-несимметричного мира.

В зарядово-несимметричном мире также можно поставить вопрос об остаточной концентрации антинуклонов, оставшихся от эпохи, когда температура была огромной, $kT>mc^2$, и было много нуклон-антинуклонных пар. Благодаря расширению здесь также возникает «закалка» антинуклонов и асимптотически получается конечное, не равное нулю, отношение $\bar{r}_\infty = n_{\bar{N}}/n_\gamma$ при $t\to\infty$. Обозначим через r_0 постоянное отношение избытка барионов над антибарионами к n_γ: $r_0 = r - \bar{r}$. Благодаря избытку барионов уравнение для $\bar{r}$ линейно, когда $\bar{r} \ll r_0$, $r \cong r_0$:

$$\frac{d\bar{r}}{dt}=\frac{dr}{dt}=-\sigma_0 c n_\gamma r\bar{r}+\psi=-\sigma_0 c n_\gamma (r_0\bar{r}-r^2_{\text{равн}}). \quad (7.3.21)$$

Величина r_0 известна из современной ситуации (так как $\bar{r}\ll r_0$):

$$r_0 \approx \frac{n_N}{n_\gamma} \approx 10^{-5}\cdot\frac{\Omega}{400}=2{,}5\cdot 10^{-8}\Omega. \quad (7.3.22)$$

Величина $r_{\text{равн}}$, как и прежде, есть равновесная плотность в зарядово-симметричном случае.

Уравнение (7.3.21) можно записать в виде $\left(\bar{r}_{\text{равн}}=\frac{r^2_{\text{равн}}}{r_0}\right)$

$$\frac{d\bar{r}}{dt}=-\sigma_0 c n_\gamma r\left(\bar{r}-\frac{r^2_{\text{равн}}}{r}\right)\approx-\sigma_0 c n_\gamma r_0(\bar{r}-\bar{r}_{\text{равн}}). \quad (7.3.23)$$

Выше сделано предположение $r=r_0+\bar{r}\approx r_0$, так как в период, определяющий результат, как мы уже упомянули, $\bar{r}\ll r_0$. Введено также новое обозначение $\bar{r}_{\text{равн}}$ — равновесная концентрация антибарионов при данном избытке барионов. В интересующий период

$$\bar{r}_{\text{равн}}=\theta^{-3}e^{-2/\theta}4\cdot 10^7\Omega^{-1}. \quad (7.3.24)$$

Процедура решения (7.3.23) та же, что и прежде: находится первый критический момент t_1, когда равновесие больше не поддерживается:

$$\left(\frac{1}{\bar{r}}\frac{d\bar{r}_{\text{подн}}}{dt}\right)^{-1}=\theta_1 t_1=(\sigma_0 c n_{\gamma 1} r_0)^{-1}. \quad (7.3.25)$$

Численно из этого уравнения получаем $\theta_1\cdot 10^{-6}\theta_1^{-2}=(2\cdot 10^{-26}\cdot$ $\cdot 3\cdot 10^{10}\cdot 10^{41}\theta_1^3\cdot 2{,}5\cdot 10^{-8}\Omega)^{-1}$, т. е.

$$\theta_1\approx 3\cdot 10^{-6}\Omega^{-1/2}. \quad (7.3.26)$$

При $\Omega=1$ это дает $T_1=3\cdot 10^7$ °K, $t_1=10^5$ *сек*. Соответствующая концентрация антибарионов после «закалки»:

$$(\bar{r}_{\text{равн}})_1\approx e^{-10^6\sqrt{\Omega}}\approx 10^{-3\cdot 10^5\sqrt{\Omega}}. \quad (7.3.27)$$

Из этих результатов видно, что во Вселенной с однородно распределенным избытком барионов равновесие для антибарионов поддерживается вплоть до очень низких температур ($T_1\approx 3\cdot 10^7$ °K), соответствующая концентрация антибарионов невероятно мала — меньше чем один антибарион в характеристическом объеме $(ct)^3$, содержащем 10^{87} фотонов!

С математической точки зрения это происходит потому, что избыток r_0 не зависит от температуры, температура находится из алгебраического уравнения без $e^{-1/\theta}$, но после этого температура подставляется в экспоненту.

Физически очевидно, что в зарядово-несимметричной модели количество первичных антибарионов пренебрежимо мало, после $t>0{,}01$ *сек*, $T<10$ *Мэв*, $\theta<0{,}01$ $\bar{r}=\bar{r}_{\text{равн}}<10^{-70}$. Таким образом, в рассматриваемой теории реликтовые антибарионы в нашу эпоху практически совершенно отсутствуют. Однако в нашу эпоху имеются антибарионы, получающиеся при взаимодействии космических лучей с обычным веществом; абсолютная их концентрация мала (около 10^{-22} *см*$^{-3}$), но она значительно выше концентрации реликтовых антибарионов, о которых говорилось выше.

§ 4. Реликтовые кварки в горячей модели

В соответствии с § 3 гл. 6 предположим, что существуют частицы (кварки) с барионным зарядом $^1/_3$ и дробным электрическим зарядом. Отсюда следует, что возможно превращение одних кварков в другие путем β-распада; можно предположить, что стабилен q_1 (если его масса меньше массы q_2 и q_3). Соответственно стабилен в таком случае и $\bar{q}_1$. Подчеркнем, что до сих пор ни в составе первичных космических лучей или продуктов их взаимодействия с ядрами, ни на ускорителях свободные кварки не наблюдались. Существование их в настоящее время является гипотезой, весьма привлекательной, но недоказанной, и все более подвергается сомнению.

Немалую роль в развитии этих сомнений сыграла, как мы сейчас увидим, и космология. Горячая модель Вселенной приводит к выводу о возможности заметной концентрации реликтовых кварков, покоящихся или прилипших к ядрам. В ряде стран ведутся эксперименты, направленные на обнаружение таких кварков в обычных веществах путем опытов такого же типа, как классические опыты Милликена по измерению заряда электрона.

В связи с этим анализ вопроса о равновесии и закалке кварков в горячей модели (в предположении, что верна гипотеза об их существовании) представляет астрофизический интерес. Если кварки будут обнаружены, то изучение их концентрации и распределения во Вселенной даст совершенно новые, весьма ценные данные о ее эволюции.

Итак, обозначая M_q массу кварка, мы должны ожидать, что при $kT>Mc^2$ равновесная концентрация кварков и антикварков не отличается от концентрации всех других сортов частиц. По мере понижения температуры в ходе расширения концентрация убывает, как $e^{-Mc^2/kT}$. Вся теория закалки кварков строится вполне аналогично теории закалки нуклонов и антинуклонов в симметричной модели (см. предыдущий параграф).