

## НАРУШЕНИЕ СР-ИНВАРИАНТНОСТИ. С-АСИММЕТРИЯ И БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ

А.Д. Сахаров

(ЖЭТФ. Письма в редакцию. 1967. Т. 5, вып. 1. С. 32 — 35)

Из эссе С. Окубо  
при большой температуре  
для Вселенной смена знака  
по ее кривой асимметрии

Теория расширяющейся Вселенной, предполагающая сверхплотное начальное состояние вещества, по-видимому, исключает возможность макроскопического разделения вещества и антивещества; поэтому следует принять, что в природе отсутствуют тела из антивещества, т.е. Вселенная асимметрична в отношении числа частиц и античастиц (С-асимметрия). В частности, отсутствие антибарионов и предполагаемое отсутствие неизвестных барионных нейтрино означает отличие от нуля барионного заряда (барионная асимметрия). Мы хотим указать на возможное объяснение С-асимметрии в горячей модели расширяющейся Вселенной (см. [1]) с привлечением эффектов нарушения СР-инвариантности (см. [2]). Для объяснения барионной асимметрии дополнительно предполагаем приближенный характер закона сохранения барионов.

Принимаем, что законы сохранения барионов и мюонов не являются абсолютными и должны быть объединены в закон сохранения "комбинированного" барион-мюонного заряда  $n_k = 3n_B - n_\mu$ . Положено:

Антимюоны  $\mu_+$  и  $\bar{\nu}_\mu = \bar{\mu}_0: n_\mu = -1, n_k = +1.$

Мюоны  $\mu_-$  и  $\nu_\mu = \mu_0: n_\mu = +1, n_k = -1.$

Барионы P и N:  $n_B = +1, n_k = +3.$

Антибарионы P и N:  $n_B = -1, n_k = -3.$

Такая форма записи связана с представлением о кварках; кваркам p, n,  $\lambda$  приписываем  $n_k = +1$ , антикваркам  $n_k = -1$ . Теория предполагает пренебрежимую роль процессов нарушения  $n_B$  и  $n_\mu$  в лабораторных условиях и очень существенную на ранней стадии расширения Вселенной.

Вселенную считаем нейтральной по сохраняющимся зарядам — лептонному, электрическому и комбинированному, но С-асимметричной в данный момент ее развития (положительный лептонный заряд сосредоточен в электронах, а отрицательный лептонный заряд — в избытке антинейтрино над нейтрино; положительный электрический заряд сосредоточен в протонах, а

отрицательный — в электронах; положительный комбинированный заряд сосредоточен в барионах, а отрицательный — в избытке  $\mu$ -нейтрино над  $\mu$ -антинейтрино.

Возникновение С-асимметрии по нашей гипотезе является следствием нарушения СР-инвариантности при нестационарных процессах расширения горячей Вселенной на сверхплотной стадии, которое проявляется в эффекте различия парциальных вероятностей зарядово-сопряженных реакций. Этот эффект еще не наблюдался на опыте, но его существование представляется теоретически несомненным (первый конкретный пример — распад  $\Sigma_+$  и  $(\bar{\Sigma}_+)$  был указан С. Окубо еще в 1958 г.) и он должен, по нашему мнению, иметь важное космологическое значение.

Мы относим возникновение асимметрии к ранним стадиям расширения, которым соответствует плотность частиц, энергии и энтропии, постоянная Хаббла и температура порядка единицы в гравитационных единицах (плотность частиц  $n \sim 10^{98} \text{ см}^{-3}$ , плотность энергии  $\epsilon \sim 10^{114} \text{ эрг/см}^3$  в обычных единицах).

М.А. Марков (см. [3]) предположил существование на ранней стадии частиц с максимальной массой порядка единицы в гравитационных единицах ( $M_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ г}$  в обычных единицах), назвав их максимонами. Наличие таких частиц неизбежно приведет к сильным нарушениям термодинамического равновесия. Мы можем наглядно представить себе, что нейтральные бесспиновые максимоны (или фононы) образуются при  $t < 0$  из сжимающегося вещества с избытком антикварков, в момент бесконечной плотности  $t = 0$  проходят "друг через друга" и при  $t > 0$  распадаются с избытком кварков, реализуя полную СРТ-симметрию Вселенной. Все явления при  $t < 0$  в этой гипотезе предполагаются СРТ-отражениями явлений при  $t > 0$ . Заметим, что в холодной модели невозможно СРТ-отражение, кинематически возможно лишь Т- и ТР-отражения. ТР-отражение рассматривалось Милном, Т-отражение — автором; по современным представлениям такие отражения невозможны динамически из-за нарушения ТР- и Т-инвариантности.

Мы считаем максимоны квазичастицами с явной зависимостью энергии  $\epsilon/n$ , приходящейся на одну частицу, от средней плотности частиц  $n$ . Если принять  $\epsilon/n \sim n^{1/3}$ , то  $\epsilon/n \sim$  пропорциональна энергии взаимодействия двух "соседних" максимонов  $(\epsilon/n)^2 n^{1/3}$  (ср. с рассуждениями в [4]). При этом  $\epsilon \sim n^{2/3}$  и  $R_0^0 \sim (\epsilon + 3p) = 0$ , т.е. среднее расстояние между максимонами  $n^{-1/3} \sim t$ . Такая динамика хорошо согласуется с представлением о СРТ-отражении в точке  $t = 0$ .

В настоящее время мы не можем дать теоретическую оценку величины С-асимметрии, составляющей, по-видимому, (для нейтрино) около  $[(\bar{\nu} - \nu)/(\bar{\nu} + \nu)] \sim 10^{-8} - 10^{-10}$ .

Сильное нарушение барионного заряда на сверхплотной стадии и факт практической стабильности барионов не противоречат одно другому. Рассмотрим конкретную модель. Введем взаимодействия двух типов.

1. Взаимодействие тока превращения кварка в мюон с полем векторного бозона  $a_{ia}$ , которому приписываем дробный электрический заряд

$a = \pm 1/3, \pm 2/3, \pm 4/3$  и массу  $m_a \sim (10 - 10^3) m_p$ . Это взаимодействие вызывает реакции  $q \rightarrow a + \mu, q + \mu \rightarrow a$  и т.п. Взаимодействие первого типа сохраняет дробную часть электрического заряда и поэтому фактически число кварков минус число антикварков ( $= 3n_b$ ) сохраняется в процессах, включающих а-бозон лишь виртуально.

Постоянная этого взаимодействия нами оценивается как  $g_a = 137^{-3/2}$  из следующих соображений. Векторное взаимодействие а-бозона с  $\mu$ -нейтрино приведет к наличию у последнего некоторой массы покоя. В работе [5] содержится верхняя оценка массы  $\mu_0$ , основанная на космологических соображениях. Если принять плоскую космологическую модель Вселенной и считать, что большая часть ее плотности  $\rho \sim 1,2 \cdot 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup> должна быть приписана  $\mu_0$ , то масса покоя  $\mu_0$  оказывается близкой к 30 эВ. Приведенное значение  $g_a$  следует тогда из гипотетической формулы

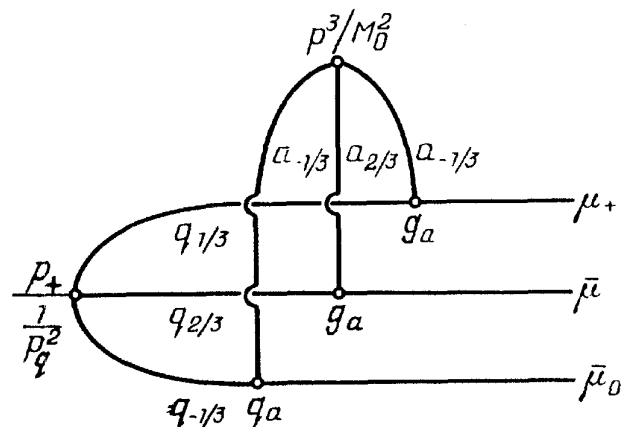
$$\frac{m_{\mu_0}}{m_e} = \frac{g_a^2}{e^2} \sim (137)^{-2}.$$

Заметим, что наличие во Вселенной большого числа  $\mu_0$  с конечной массой покоя должно привести к ряду очень важных космологических следствий.

2. Барионный заряд нарушается, если взаимодействие, описанное в п. 1, дополнить трехбозонным взаимодействием, приводящим к виртуальным процессам вида  $a_{a_1} + a_{a_2} + a_{a_3} \leftrightarrow 0$ . По совету Б.Л. Иоффе, И.Ю. Кобзарева, Л.Б. Окуня лагранжиан этого взаимодействия принят зависящим от производных а-поля, например, по формуле

$$L_2 = g_2 (\sum_a f_k^i f_j^k f_i^j + \text{э.с.}), f_{ik} = \text{Rot } a_i.$$

Поскольку  $L_2$  исчезает при совпадении двух тензоров, в этой конкретной форме теории следует предполагать наличие нескольких типов а-полей. Полагая  $g_2 = 1/M_0^2, M_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  г, имеем сильное взаимодействие при  $n \sim 10^{98}$  см<sup>-3</sup> и очень слабое в лабораторных условиях. На рисунке изображена диаграмма распада протона, включающая три вершины первого типа, одну вершину второго и вершину распада протона на кварки, которую считаем содержащей фактор  $1/p_q^2$  (происходящий, например, от пропатора бозона "дикварка", связывающего кварки в барионе). Обрезая



кварки, которую считаем содержащей фактор  $1/p_q^2$  (происходящий, например, от пропатора бозона "дикварка", связывающего кварки в барионе). Обрезая

логарифмическую расходимость при  $p_q = M_0$ , находим вероятность распада

$$\omega \sim \frac{m_p^5 g_a^6 [\ln(M_0/m_a)]^2}{M_0^4}.$$

Время жизни протона оказывается очень большим (более  $10^{50}$  лет), хотя и конечным.

Автор выражает благодарность за обсуждение и советы Я.Б. Зельдовичу, Б.Я. Зельдовичу, Б.Л. Иоффе, И.Ю. Кобзареву, Л.Б. Окуню и И.Е. Тамму.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б.//УФН. 1966. Т. 89. С. 647. — Обзор.
2. Окунь Л.Б.//Ibidem. С. 603. — Обзор.
3. Марков М.А.//ЖЭТФ. 1966. Т. 51. С. 878.
4. Сахаров А.Д.//Письма ЖЭТФ. 1966. Т. 3. С. 439.
5. Зельдович Я.Б., Герштейн С.С.//Ibidem. Т. 4. С. 174.