

О ПРОХОЖДЕНИИ БАРИОННОЙ АСИММЕТРИИ ВСЕЛЕННОЙ

А. Ю. Игнатъев, В. А. Кузьмин, М. Е. Шапошников

В рамках объединенных калибровочных теорий разработан механизм генерации барионной асимметрии Вселенной, основанный на несохранении барионного числа, CP -неинвариантных распадах скалярных частиц и нарушении термодинамического равновесия. Показано, что в $SO(10)$ -модели предложенный механизм может объяснить наблюдаемую величину асимметрии. Предлагается модификация $SU(5)$ -модели Джорджи — Глэшоу, также объясняющая асимметрию.

В настоящее время нет указаний на присутствие антивещества во Вселенной. Барионная асимметрия Вселенной (БАВ) характеризуется величиной $\Delta = (N - \bar{N}) / n_\gamma \approx 10^{-8} - 10^{-10}$ [1], где N , \bar{N} и n_γ — концентрации барионов, антибарионов и реликтовых фотонов, соответственно. Вопрос о происхождении и величине БАВ представляет собой одну из ключевых проблем современной космологии и физики элементарных частиц [1].

В работах [2, 3] было впервые предложено объяснение возникновения БАВ как эффекта несохранения барионного числа и CP -четности на термодинамически неравновесной стадии расширения. Следует подчеркнуть, что условия несохранения CP и барионного числа [2, 3], а также нарушения термодинамического равновесия [4, 5] являются необходимыми для появления БАВ.

В рамках калибровочных теорий со спонтанным нарушением симметрии проблема генерации БАВ была впервые рассмотрена в [6] и в настоящее время интенсивно исследуется [5, 7 — 11].

В настоящей работе подход [6] развивается применительно к объемным калибровочным теориям (ОКТ) сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий (с дробнозарядными кварками).

Мы покажем, что источником БАВ могут служить CP -неинвариантные распады тяжелых скалярных лепто-кварковых бозонов, обозначаемых X на термодинамически неравновесной стадии расширения.

Величина БАВ, возникающая в результате распадов X -частиц, равна [3, 6]

$$\Delta = \frac{n_X}{n} \delta, \quad (1)$$

где n_X/n — относительная концентрация X в момент закалки, δ — асимметрия, возникающая при CP -неинвариантном распаде одночастичного состояния X , которое описывается CPT -инвариантной матрицей плотности (см. [4]).

В общем случае амплитуды зарядово-сопряженных процессов распада X -частиц записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} A(X \rightarrow a_i b_i \dots) &= g_i + \sum_k g'_{ik} A_{ik}, \\ A(\bar{X} \rightarrow \bar{a}_i \bar{b}_i \dots) &= g_i^* + \sum_k g'^*_{ik} A_{ik}, \end{aligned} \quad (2)$$

где g_{ik} — значения соответствующих констант связи, A_{ik} — величины радиационных поправок при единичных константах связи. Из (2) получаем

$$\delta = \frac{2 \sum_{ik} \text{Im} g_i^* g'_{ik} \text{Im} A_{ik} B_i}{\sum_i g_i g_i^*}, \quad (3)$$

где B_i — полное барионное число продуктов i -го канала.

Обратимся теперь к возникновению БАВ в рамках ОКТ на группах $SU(5)$ [12] и $SO(10)$ [13].

В модели $SU(5)$ при обычном выборе комплекса хиггсовских полей [12] эффекты CP -нарушения в процессах с несохранением барионного числа на послеравновесной стадии расширения приводят к слишком малому значению БАВ. Это связано с тем, что CP -нарушение оказывается восьмого порядка по юкавской константе взаимодействия f [8], так что при распадах $\Delta \sim f^8 \sim 10^{-24}$ если $f \sim 10^{-3}$. Таким образом космологические аргументы, по-видимому, отвергают $SU(5)$ -объединение с минимальным [12] набором хиггсовских полей.

Мы покажем, что расширение хиггсовского сектора модели может привести к требуемому значению δ . Действительно, рассмотрим модель $SU(5)$ с двумя скалярными мультиплетами 5: χ_1 и χ_2 . Юкавское взаимодействие в такой модели имеет вид

$$\begin{aligned} L = & (f_{\alpha\beta}^{(1)} \chi_1^i + f_{\alpha\beta}^{(2)} \chi_2^i) \bar{\xi}_a^{ij} \psi_\beta^j + \\ & + (g_{\alpha\beta}^{(1)} \chi_1^i + g_{\alpha\beta}^{(2)} \chi_2^i) \epsilon_{ijklm} \bar{\xi}_a^{jk(c)} \xi_\beta^{lm} + \text{э.д.} \end{aligned} \quad (4)$$

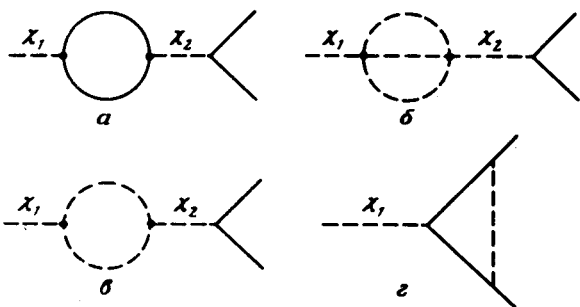
где ψ, ξ — фермионные мультиплеты 5 и 10, g и f — константы связи;

латинские индексы относятся к группе $SU(5)$, греческие — нумеруют поколения кварков.

Вклад в величины A_{ik} в формуле (3) дают диаграммы типа изображенных на рисунке. Для краткости приведем результаты для случая, когда массы скалярных бозонов таковы, что распад X_1 и X_2 на другие скалярные частицы (скажем, 24) запрещен. Тогда мнимая часть диаграмм b и c обращается в нуль, и они не дают вклада в δ . Поэтому имеем:

$$\delta = \frac{1}{16\pi} \Gamma_1^{-1} [a_1 \text{ImSp}(f_1^+ f_2) \text{Sp}(g_1 g_2^+) + b_1 \text{ImSp}(f_1^+ f_2 g_1 g_2^+)] + (1 \leftrightarrow 2), \quad (5)$$

где $\Gamma_{1,2}$ — полные ширины X_1 - и X_2 -бозонов соответственно; a, b — некоторые функции масс порядка единицы.



Диаграммы распада скалярных бозонов на фермионы, дающие вклад в асимметрию. Пунктирная линия — скалярные бозоны; сплошная — фермионы.

Перейдем теперь к модели $SO(10)$. Структура хиггсовского сектора модели $SO(10)$ такова: одно или несколько представлений 10, 120, 126, дающих массу фермионам, представление 16, ответственное за $SU(2)_R$ -нарушение, а также представление 45 [16] или 54, обеспечивающее массивность лептокварковых бозонов.

Генерация БАВ в модели $SO(10)$ может иметь место при распадах цветных бозонов, имеющих юкавскую связь с фермионами (10, 120, 126) только при условии, что теория содержит как минимум два таких представления. Действительно, в противном случае шпур по поколениям фермионов любого допустимого произведения матричных юкавских констант оказывается вещественным. Аналогичное требование, по-видимому, возникает при рассмотрении массовых формул для фермионов [14].

Можно доказать, что для обеспечения заметной величины БАВ необходимо сверхсильное нарушение $SU(2)_R$ -симметрии. Полагая вакуумное среднее нейтральной компоненты 16-плета порядка $v \sim 10^{15}$ ГэВ, получим для БАВ в $SO(10)$ выражение, аналогичное (5). При этом мы считаем, что левое нейтрино безмассово, а правое обладает массой $0(v)$ (см., например, [16]).

Считая все юкавские константы связи величинами одного порядка, для δ как в модели $SU(5)$, так и в модели $SO(10)$ получаем (при максимальном CP -нарушении в юкавском взаимодействии)

$$\delta \approx f^2/16\pi. \quad (6)$$

Оценка концентрации X в момент заковки дает

$$\frac{n_X}{n} \sim \frac{N_X}{N} \sim 10^{-2},$$

где N_X — число скалярных лептокварков, вносящих вклад в асимметрию, N — полное число степеней свободы всех частиц. Окончательно получаем

$$\Delta \approx \frac{f^2}{16\pi} 10^{-2} \sim 10^{-8} \text{ при } \frac{f^2}{16\pi} \sim 10^{-6}. \quad (7)$$

Разумеется, это лишь грубая оценка, однако, близость (7) к наблюдаемому значению БАВ заставляет нас верить в то, что предложенная картина возникновения барионного заряда Вселенной в общих чертах соответствует действительности.

Отметим, что величина δ в распадах векторных лептокварков в обеих моделях оказывается четвертого порядка по константе связи f .

Таким образом, мы показали, что в рамках ОКТ на группах $SU(5)$ и $SO(10)$ получает естественное объяснение как сам факт возникновения БАВ, так и ее величина. Знак БАВ в подобного рода моделях не предсказывается, так как CP -нарушение в лептокварковом секторе, вообще говоря, не связано с экспериментально наблюдаемым несохранением CP в распадах нейтральных каонов. Подчеркнем, что обсуждаемый механизм работает и при учете явления восстановления симметрии при высоких температурах.

Авторы благодарны Г.Т.Зацепину, Я.Б.Зельдовичу, В.А.Матвееву, А.Н.Тавхелидзе и К.Г.Четыркину за интерес к работе и полезные обсуждения.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 июня 1979 г.
После переработки
8 октября 1979 г.

Литература

- [1] Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. Стрoение и эволюция Вселенной, М., изд. Наука, 1975.
- [2] А.Д.Сахаров. Письма в ЖЭТФ, 5, 32, 1967.
- [3] В.А.Кузьмин. Письма в ЖЭТФ, 12, 335, 1970.
- [4] А.Ю.Игнатьев, В.А.Кузьмин, М.Е.Шапошников. Препринт ИЯИ П-0102, 1978.
- [5] S.Dimopoulos, L.Susskind. Phys. Rev., D18, 4500, 1978.
- [6] A.Yu. Ignatiev, N.V.Krasnikov, V.A.Kuzmin, A.N.Tavkhelidze. In Proc. Int. Conf. "Neutrino-77" Moscow, 1978, v.2 p. 293; Phys. Lett., B76, 436, 1978.
- [7] M.Yoshimura. Phys. Rev. Lett., 41, 281, 1978; Errata ibid., 42, 746, 1979.

- [8] J.Ellis, M.K.Gaillard, D.V.Nanopoulos. Ref. TH. 2596-CERN 1978; Errata, 1979.
- [9] А.Д.Долгов. Письма в ЖЭТФ, 29, 254, 1979.
- [10] D.Toussaint, F.Wilczek. Phys. Lett., B81, 238, 1979.
- [11] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 42, 850, 1979.
- [12] H.Georgi, S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 32, 438, 1974.
- [13] H.Fritzsch, P.Minkowski. Ann. of Phys., 93, 193, 1975.
- [14] M.S.Chanowitz, J.Ellis, M.K.Gaillard. Nucl. Phys., B128, 506, 1977.
- [15] A.J.Buras, J.Ellis, M.K.Gaillard, D.V.Nanopoulos. Nucl. Phys., B135, 66, 1978.
- [16] H.Georgi, D.V.Nanopoulos. HUTP-79/A001.
-