

О ВОЗМОЖНОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ БАРИОННОЙ АСИММЕТРИИ ВСЕЛЕННОЙ В ЭЛЕКТРОСЛАБОЙ ТЕОРИИ

М.Е. Шапошников

Предложен новый механизм генерации барионной асимметрии Вселенной в рамках электрослабой теории, основанный на аномальном несохранении барионного числа при высоких температурах. Получено космологическое ограничение на массу хиггсовского бозона: $10 \text{ ГэВ} \lesssim m_H \lesssim 60 \text{ ГэВ}$. Знак барионной асимметрии определяется знаком CP-нарушения в распадах K^0 -мезонов.

Возникновение барионной асимметрии Вселенной (БАВ) обычно связывают с теориями великого объединения (ТВО). Однако, экспериментальные свидетельства в пользу ТВО отсутствуют, и необходим поиск других механизмов образования БАВ. В настоящей работе предложен новый механизм генерации БАВ, основанный на существовании быстрых электрослабых процессов с аномальным несохранением барионного числа при высоких температурах ¹ и на весьма вероятной вырожденности основного состояния калибровочных теорий при $T \neq 0$ по отношению к числу Черна – Симонса. Условие совпадения предсказываемой БАВ с наблюдаемой позволяет получить космологическое ограничение на массу хиггсовского бозона: $10 \text{ ГэВ} \lesssim m_H \lesssim 60 \text{ ГэВ}$.

За счет существования быстрых процессов с несохранением барионного числа, CP-нарушения (описываемого в данном случае матрицей Кобаяши – Маскава) и слабых отклонений от термодинамического равновесия за счет расширения Вселенной количество барионов и антибарионов не совпадают ². Анализ кинетического уравнения для барионного химического потенциала дает:

$$\mu_B \sim b T^2 \delta_{ms} / M_0. \quad (1)$$

Здесь T – температура Вселенной, $M_0 = M_{Pl} / 1,66 N^{1/2}$ (N – число эффективно безмассовых степеней свободы), δ_{ms} – микроскопическая асимметрия в процессах с несохранением B ,

$$\delta_{ms} = (B_{in} - B_{out}) \frac{\sigma(in \rightarrow out) - \sigma(\bar{in} \rightarrow \bar{out})}{\sigma(in \rightarrow out) + \sigma(\bar{in} \rightarrow \bar{out})},$$

b – коэффициент β -функции для группы $SU(3)$: $\alpha_s(\mu) = 4\pi/b \ln \mu^2 / \Lambda^2$. Заметим, что отклонения от термодинамического равновесия являются следствием нарушения конформной инвариантности за счет зависимости калибровочной константы связи от температуры.

В присутствии ненулевой плотности фермионов эффективное действие для калибровочных полей получает добавку ³

$$\Delta E \sim -\mu_B N_{CS}, \quad N_{CS} = -\frac{1}{16\pi^2} \text{Tr}(F_{ij} A_k - \frac{2}{3} A_i A_j A_k) \epsilon^{ijk}, \quad (2)$$

где N_{CS} – плотность числа Черна – Симонса, A_i – калибровочные поля группы $SU(2)$. (Мы не выписали вклад, пропорциональный абелеву полю B ; можно показать, что он оказывает незначительное влияние на процесс образования БАВ.)

Из-за наличия степенных инфракрасных расходимостей в калибровочных теориях при $T \neq 0$ ⁴ их основное состояние является нетривиальным. Аргументы, основанные на теории возмущений указывают, что оно содержит ненулевое слабое магнитное поле $H \sim g_W^3 T^2$ с типичным размером неоднородностей $(g_W^2 T)^{-1}$ ⁴ (g_W – калибровочная константа группы $SU(2)$). Такое основное состояние при отсутствии фермионной плотности является вырожденным по отношению к изменению плотности числа Черна – Симонса, $N_{CS} = N_{CS}^0 \cos \varphi$, $0 < \varphi \leq 2\pi$ ¹⁾. По порядку величины $N_{CS}^0 \sim \alpha_W / \pi g_W^4 T^3$. Наличие химического потенциа-

¹⁾ Не исключено, что аналогичное вырождение имеет место и в том случае, если электрослабая плазма на расстояниях $\gtrsim (g_W^2 T)^{-1}$ обладает свойствами конфайнмента ⁵.

ла μ_B снимает это вырождение и состояние с максимальным (минимальным) N_{CS} становится наиболее выгодным при $\delta_{ms} > 0$ ($\delta_{ms} < 0$). Таким образом, по прошествии достаточно-го времени система характеризуется максимальным значением $|N_{CS}|$. После электрослабого фазового перехода калибровочные поля приобретают массу и нетривиальное основное состояние становится нестабильным. При его распаде возникает избыток барионов над антибарионами, равный плотности числа Черна – Симонса в силу аномалии в барионном токе ⁶. Заметим, что знак асимметрии определяется CP-нарушением в распадах K^0 -мезонов.

Зависимость N_{CS} от времени в расширяющейся Вселенной дается выражением:

$$\frac{|N_{CS}(T)|}{N_{CS}^0(T)} = 1 - \frac{|N_{CS}(T_0)|}{N_{CS}^0(T_0)} \frac{2}{z} J_1(z), \quad z = 4(bg_W^2 \alpha_W \delta_{ms} M_0/T)^{1/2}, \quad (3)$$

где $J_1(z)$ – функция Бесселя первого рода. При $z \gg 1$ $|N_{CS}|$ совершает затухающие колебания около N_{CS}^0 ; если же $z \ll 1$, то среднее значение плотности числа Черна – Симонса порядка $|N_{CS}| \sim z^2 N_{CS}^0/8$.

Окончательное выражение для барионной асимметрии, возникающей во время распада основного состояния, имеет вид:

$$\Delta \equiv \frac{n_B}{n_\gamma} \cong \frac{N_{CS}(T_c)}{2\pi^2} S, \quad (4)$$

$$\frac{2\pi^2}{45} NT_c^3$$

где $N_{CS}(T_c)$ – плотность числа Черна – Симонса в момент электрослабого фазового перехода, S – фактор подавления асимметрии, учитывающий ее уменьшение за счет процессов с B -несохранением и генерацию энтропии во время фазового перехода. При отсутствии тяжелых фермионов S зависит только от массы хиггсовского бозона. Можно показать, что $S(m_H) \cong 1$ при $10 \text{ ГэВ} \lesssim m_H \lesssim 56 - 60 \text{ ГэВ}$. Вблизи $m_H \cong 10 \text{ ГэВ}$ (что совпадает со значением массы хиггсовского бозона в теории с потенциалом Коулмена – Вайнберга ⁷) $S \cong \cong 10^{-5} - 10^{-6}$ ⁸, что объясняется выделением энтропии во время фазового перехода. С другой стороны, если $m_H \gtrsim 56 - 60 \text{ ГэВ}$, то процессы с несохранением барионного числа еще находятся в термодинамическом равновесии, что приводит к уничтожению возникающей БАВ. Небольшая неопределенность в этой оценке связана с незнанием предэкспоненты β в выражении для скорости процессов с B -несохранением ниже критической точки ¹: $v_B(t) = = \beta T \exp(-3M_W(T)/\alpha_W)$. Значения $56 - 60 \text{ ГэВ}$ получаются при вариации β в пределах $10^{-3} - 1$. Таким образом, космологическое ограничение на m_H составляет $10 \text{ ГэВ} \lesssim m_H \lesssim 56 - 60 \text{ ГэВ}$.

Вычисление знака и величины δ_{ms} представляет большие трудности, поскольку CP-нарушение в процессах с несохранением барионного числа возникает только в 12-м порядке теории возмущений по юкавским константам связи:

$$\delta_{ms} \sim \left(\frac{g_W^2}{M_W^2}\right)^6 s_1^2 s_2 s_3 \sin \delta m_t^4 m_b^4 m_c^2 m_s^2 A \sim 10^{-21} A, \quad (5)$$

где $s_i = \sin \theta_i$, θ_1 – угол Кабиббо, δ – CP-нарушающая фаза, A – фактор, учитывающий количество диаграмм и их величину при единичных константах связи (мы взяли $s_1^2 s_2 s_3 \lesssim \lesssim 3 \cdot 10^{-4}$ ⁹). В оценке величины A существуют значительные неопределенности, поскольку в A дают вклад $O(10^4)$ 7-петлевых диаграмм. Грубая оценка дает $A \sim 10^{-1} - 10^5$ (минимальное число получено при учете флуктуаций скалярного поля $\langle \varphi^+ \varphi \rangle \sim T^2/3$ и средней виртуальности кварковых линий $\langle p^{-1} \rangle \sim 1/T$, максимальное – при предположении, что при высоких температурах вакуумное среднее скалярного поля $\varphi \sim g_W T$ ¹⁰. Отсюда $|\Delta| \sim \sim (10^{-12} - 10^{-4}) S$, что не так далеко от реальности $\Delta \sim 10^{-8} - 10^{-10}$.

Если на самом деле $\Delta \delta_{ms} \lesssim 10^{-21}$ в стандартной модели с тремя поколениями фермионов, то космология требует введения новых частиц в теорию. Так, существование четвертого тяжелого поколения фермионов с массой $\sim M_W$ дает $\delta_{ms} \sim 10^{-12} - 10^{-6}$; в теориях с двумя

хиггсовскими дублетами (в том числе суперсимметричных) естественно получаются значения δ_{ms} , приводящие к $z \gtrsim 1$, и, тем самым, к генерации максимальной БАВ $\sim O(10^{-4}) S$. В этом случае возникающая БАВ может быть больше наблюдаемой. Уменьшение БАВ возможно только вблизи $m_H \cong 10$ ГэВ и $m_H \cong 56 - 60$ ГэВ (при отсутствии больших юкавских и скалярных констант связи). Только эти два значения допустимы с точки зрения космологии, если $\delta_{ms} \gtrsim 10^{-21}$.

Автор благодарен В.А.Кузьмину, В.А.Матвееву, В.А.Рубакову, А.Н.Тавхелидзе за многочисленные плодотворные дискуссии и В.А.Березину, А.И.Бочкареву, И.И.Ткачеву, А.Ю.Игнатьеву, С.Ю.Хлебникову за интерес к работе. Я также признателен М.Дайну, К.Де Тару, С.Колмену, Л.Яффе за полезные обсуждения.

Литература

1. *Kuzmin V.A., Rubakov V.A., Shaposhnikov M.E.* Phys. Lett., 1985, 155B, 36.
2. *Сахаров А.Д.* Письма в ЖЭТФ, 1967, 5, 32; *Кузьмин В.А.* Письма в ЖЭТФ, 1970, 13, 335; *Ignatiev A. Yu., Krasnikov N.V., Kuzmin V.A., Tavkhelidze A.N.* Proc. Int. Conf. "Neutrino-77", vol. 2, p. 238; Phys. Lett., 1978, 76B, 436; *Weinberg S.*, Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 850.
3. *Redlich A.N., Wijewardhana L.* Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 970; *Rubakov V.A., Tavkhelidze A.N.* Phys. Lett., 1985, 165B, 108; *Rubakov V.A.* Prog. Theor. Phys., 1986, 75, 66.
4. *Linde A.D.*, Phys. Lett., 1980, 96B, 289; *Kalashnikov O.K., Klimov V.V., Casado E.* Phys. Lett., 1982, 144B, 49.
5. *Gross D., Piasrski R.D., Yaffe L.G.* Rev. Mod. Phys., 1981, 53, 43; *DeTar C.* Phys. Rev., 1985, D32, 276.
6. *Christ N.H.* Phys. Rev., 1980, D21, 1591.
7. *Coleman S., Weinberg E.* Phys. Rev., 1973, D7, 1888.
8. *Witten E.* Nucl. Phys., 1981, B177, 477.
9. Review of Part. Prop., Rev. Mod. Phys., 1984, 56, No 2.
10. *Linde A.D.* Rep. Prog. Phys., 1979, 42, 389.