

CP-НЕИНВАРИАНТНОСТЬ И БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ

В.А.Кузьмин

Будем полагать, что в настоящее время Вселенная в целом обладает отличным от нуля барионным числом, т. е. существует барионная асимметрия, а по всем другим числам и зарядам Вселенная нейтральна в течение всего времени ее существования. Что же касается барионного числа, то по нему Вселенная, в предлагаемой модели, сначала симметрична, и лишь затем становится несимметричной. Это достигается введением взаимодействия, не сохраняющего барионное число и содержащего CP-неинвариантную примесь (ср. [1]). Как будет видно, модель естественным образом объясняет как самый ф акт возникновения барионной асимметрии, так и ее величину.

Построим взаимодействие, не сохраняющее барионное число. Запишем гамильтониан взаимодействия в виде:

$$\begin{aligned}
 H &= (G/\sqrt{2}) J^\mu J_\mu^+, \\
 J^\mu &= J_w^\mu - i\alpha T^\mu - i\alpha J_w^{\mu'} + \beta B^\mu, \\
 J_w^\mu &= L^\mu + J^\mu + S^\mu, \quad J_w^{\mu'} = L^{\mu'} + J^{\mu'} + S^{\mu'}.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь G – константа слабого взаимодействия, J_w^μ – стандартный заряженный слабый ток; L^μ , J^μ и S^μ – лептонный, сохраняющий и не сохраняющий странность токи, соответственно; ток S^μ удовлетворяет правилу $\Delta S = \Delta Q$. Ток T^μ представляет собой адронный ток, не сохраняющий странность и удовлетворяющий правилу $\Delta S = -\Delta Q$ [2]. Ток T^μ определяется так, что соответствующие члены в гамильтониане являются CP-нечетными, а значение коэф. ф ишента $\alpha \sim 10^{-9}$ обеспечивает наблюдаемую на эксперименте величину эф фектов несохранения CP в распадах K^0 -мезонов. Введенный нами дополнительный ток $\alpha J_w^{\mu'}$ представляет собой малую CP-неинвариантную примесь к стандартному слабому току. Наконец ток B^μ не сохраняет барионное число. Пусть B^μ имеет следующую структуру:

$$B^\mu = (\bar{\kappa} C^\mu p) + (\bar{\kappa} C^\mu \Sigma^-) + \dots \tag{2}$$

мы ввели здесь новый нейтральный фермион κ типа Майораны, т. е. $\kappa \equiv \bar{\kappa}$, так что можно построить состояния, удовлетворяющие уравнению $CP|\kappa\rangle = \pm|\kappa\rangle$. Таким образом, ток B^μ удовлетворяет правилу $|\Delta B| = 1$, где B — барионное число.

Таким образом, гамильтониан содержит следующие члены:

$$\begin{aligned}
 H &= H_w + H'_{w1} + H'_{w2} + H_\kappa + H'_{\kappa1} + H'_{\kappa2}, \\
 H'_{w2} &= (i\alpha G/\sqrt{2})[J_w J_w'^+ - J_w' J_w^+], \\
 H_\kappa &= (\beta G/\sqrt{2})[J_w B^+ + B J_w^+], \\
 H'_{\kappa1} &= (i\alpha\beta G/\sqrt{2})[BT^+ - TB^+], \\
 H'_{\kappa2} &= (i\alpha\beta G/\sqrt{2})[B J_w'^+ - J_w' B^+],
 \end{aligned} \tag{3}$$

где H_w — стандартный CP -четный гамильтониан слабого взаимодействия, H'_{w1} — CP -нечетный гамильтониан Больценштейна [2], H'_{w2} — CP -нечетный член, аналогичный введенному Больценштейном, возникающий от перемножения токов J_w^μ и $J_w'^\mu$; H_κ и H'_κ — CP -четная и CP -нечетная части гамильтониана взаимодействия, не сохраняющего барионное число.

Модель, описываемая уравнениями (1) — (3), приводит к следующим следствиям: 1) Введенное взаимодействие приводит к распаду κ по каналам $\kappa \rightarrow p\bar{c}\bar{u}$, $p\pi^-$, $n\pi^0$, $\Sigma^-\pi^+$ и т. д., а также по зарядово-сопряженным каналам: $\kappa \rightarrow \bar{p}c^+\nu$, $\bar{p}\pi^+$, $\bar{n}\pi^0$ и т. д., 2) могут иметь место эффекты нарушения CP -инвариантности и T -инвариантности в распадах κ (вследствие интерференции между H_κ и $H'_{\kappa2}$). Относительная величина эффектов будет составлять 10^{-9} . Наиболее существенно, что может иметь место зарядовая асимметрия в распадах κ .

Величина зарядовой асимметрии составляет 10^{-9} и не зависит от абсолютной силы взаимодействия βG , не сохраняющего барионное число.

В определение тока J^μ можно не вводить члена J_w^μ , а ограничиться одним CP -нечетным членом T^μ . Можно показать, что в этом случае зарядовая асимметрия в распадах κ будет иметь место только, если ток B^μ содержит член, удовлетворяющий правилу $\Delta S = -\Delta C$.

Известно [3], что в модели горячей Вселенной, барионная асимметрия на протяжении всей ранней стадии расширения составляет 10^{-9} .

Таким образом, величина зарядовой асимметрии при распаде κ совпадает с величиной барионной асимметрии Вселенной на ранней стадии.

Обратимся к космологии и посмотрим, каким условиям должны удовлетворять β и m_κ , чтобы величина зарядовой асимметрии при распаде κ приводила к наблюдаемой величине барионной асимметрии Вселенной. Необходимая барионная асимметрия вещества возникает при распаде частиц κ на стадии расширения, когда процессы с участием κ становятся неравновесными, если концентрация κ в этот момент порядка концентрации нуклонов. Отсюда вытекает условие: $T(t) \sim m_\kappa$ при $t \sim t$, где t — время установления равновесия [4] по отношению к взаимодействию, описываемому H_κ . Учитывая зависимость температур от космологического времени [4]

$$T(t) \sim 10^{-3} t^{-1/2} m_p,$$

получим; оценивая τ согласно [4]:

$$\beta^2 (n_{\kappa} / m_p) \sim 10^{-5}. \quad (4)$$

С другой стороны, определенные ограничения на возможные значения β и n_{κ} следуют из современных экспериментальных данных. В рассматриваемой модели возможны процессы $p + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+$, $p + p \rightarrow \ell^+ + \nu + \ell^+ + \nu$, $n + n \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ и т. д., а также процесс оспилляции $n \rightleftharpoons \tilde{n}$ во втором порядке по βG . Используя экспериментальные данные о стабильности нуклонов в ядре [5] и оценивая допустимое значение периода оспилляции свободного нейтрона, как 10^4 сек, получим примерно одинаковые ограничения в обоих случаях: $\beta < 10^{-9} (n_{\kappa} / m_p)^{1/2}$. С учетом (4), найдем: $\beta < 10^{-7}$, $(n_{\kappa} / m_p) > 10^3$. Нужно заметить, что диаграмма процесса $n \rightleftharpoons \tilde{n}$ является расходящейся, так что оценка соответствующей вероятности перехода зависит от использованного импульса обрезания (мы брали $\Lambda \sim m_p$). Полученные ограничения на β и n_{κ} еще далеки от значений, которые нужно было бы приписывать максимонам [6], если бы мы отождествляли с ними частицы: $n_{\kappa} \sim 10^{19} m_p$, $\beta \sim 10^{-33}$.

Нужно подчеркнуть, что поиски процесса несохранения барионного числа представляют в свете изложенного большой интерес, особенно поиски процесса оспилляции $n \rightleftharpoons \tilde{n}$.

Автор выражает глубокую благодарность Г.Т.Зашепину, Я.Б.Зельдовичу, Е.Л.Иоффе, Д.А.Киржниту, А.А.Комару, Ю.С.Кольцову, А.И.Лебедеву, М.А.Маркову, Е.А.Петрунькину, А.Д.Сахарову и А.Е.Чудакову за интерес к работе и полезные обсуждения. Автор особенно благодарен Г.Т.Зашепину и Я.Б.Зельдовичу за поддержку и ценные советы.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 августа 1970 г.

Литература

- [1] А.Д.Сахаров. Письма в ЖЭТФ, 5, 32, 1967.
- [2] L.Wolfenstein. Phys. Rev. Lett., 13, 562, 1964.
- [3] Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. АЖ, 43, 758, 1966.
- [4] Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. Релятивистская астрофизика, М., Изд. Наука, 1967.
- [5] C.C.Giannini, F.Reines. Phys. Rev., 126, 2178, 1962.
- [6] М.А.Марков, ЖЭТФ, 51, 878, 1966.