О ВОЗМОЖНОЙ ПРИРОДЕ CP-НЕИНВАРИАНТНОСТИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Е.П.Шабалин

В одной из работ [1] Вольфенштейн предположил, что нарушение CP-четности обусловлено мнимостью константы взаимодействия адронного тока $\Delta S = 1$ с лептонами. Константы других типов слабого взаимодействия при этом действительны.

CP-неинвариантность в нелептонных процессах, согласно Вольфенштейну, возникала бы, как эффект второго порядка по G за счет диаграмм типа рис.1 и могла бы быть значительной, так как интеграл по относительному импульсу лептонов ($p_e - p_\nu$) не обрезается сильными взаимодействиями.

Лептонная петля связывает адронные токи в виде:

$$[\delta_{\alpha\beta}(\Lambda^2\phi_1 + k^2\phi_2) + k_\alpha k_\beta \phi_3]\, j_\alpha(\Delta S = \Delta Q = \pm 1)\, j_\beta(\Delta S = 0, \Delta Q = \mp 1),$$

где Λ – обрезание за счет слабых взаимодействий, $k = p_e + p_\nu$ и ϕ_i – определенные логарифмические функции от Λ^2 и k^2.

Зельдович и Окунь [2], однако, выдвинули возражение против [1], состоящие в том, что в теории с заряженными токами член $\delta_{\alpha\beta}\Lambda^2$ не приводит к эффектам нарушения CP-четности, а член, пропорциональный $k_\alpha k_\beta$, дает слишком малый эффект, если импульсы виртуальных адронов обрезаются сильными взаимодействиями при величине порядка m_N – нуклонной массы.

В данной заметке на основе алгебры токов будет показано, что в процессах третьего порядка по G, описываемых диаграммами типа рис.2, сильные взаимодействия не обрезают виртуальные импульсы адронов и член $k_\alpha k_\beta$ приводит в рамках гипотезы [1] к нарушению CP-четности порядка $G^2\Lambda^4$.

Рассмотрим теорию с заряженными слабыми токами. Если A и B – начальное и конечное состояние адронов, то матричный элемент порядка G^3, включающий лептонную петлю, представляется в виде:

$$M \sim iG^3 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} [\delta_{\alpha\beta}(\Lambda^2\phi_1 + k^2\phi_2) + k_\alpha k_\beta \phi_3] M_{\alpha\beta}(k_1 q_A, q_B),$$

где

$$(2\pi)^4 M_{\alpha\beta}(k, q_A, q_B)\,\delta^4(q_A - q_B) = i\int e^{ik(x-y)} d^4x\, d^4y \langle B/T\{j_\alpha^+(x),$$

$$j_\beta^-(y), j_\sigma^+(o), j_\sigma^-(o)\}|A\rangle.$$

Используя коммутационные соотношения между токами в форме [3] и пренебрегая дивергенцией аксиального тока при больших импульсах, получим:

$$\frac{1}{4} k_\alpha k_\beta M_{\alpha\beta}(k, q_A, q_B) = \langle B | j_\sigma^-(o) j_\sigma^+(o) + j_\sigma^3(o) j_\sigma^3(o) | A\rangle.$$

Отсюда следует, что

$$M \sim \frac{iG^3\Lambda^4}{(2\pi)^4} \langle B | j_\sigma^-(o) j_\sigma^+(o) + j_\sigma^3(o) j_\sigma^3(o) | A\rangle.$$

Исходя из теории с заряженными токами, мы получили взаимодействие нейтральных токов. Это означает, что полученный эффект не сводится к изменению фазы в константе взаимодействия и должен приводить к нарушению CP-четности, вообще говоря, порядка $G^2\Lambda^4/(2\pi)^4$.

В работе Иоффе и автора [4] было показано, что экспериментальные границы на нейтральные токи приводят к малым значениям $G^3\Lambda^4/(2\pi)^4$.

В частности, из отсутствия распадов $K^+ \to \pi^+ + e^+ + e^-$ [5] следует $G^2\Lambda^4/(2\pi)^4 < 5\cdot 10^{-6}$. Тогда единственным процессом, в котором нарушение CP-четности может быть порядка 10^{-3}, является процесс

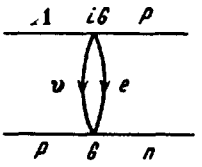

Рис.1

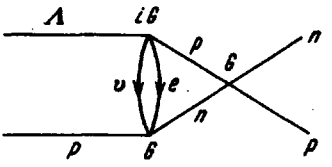

Рис.2

$K_2^\circ \to 2\pi$, причем нарушение возникает в массовом операторе системы (K_1, K_2) *.

Действительно, CP-четная часть в массовом операторе порядка $G^2 m_N^4/(2\pi)^4$. Вклад рассматриваемого CP-нечетного взаимодействия порядка $G^3 m_N^2 \Lambda^4 (2\pi)^6$. Отсюда эффект CP-неинвариантности в массовом операторе имеет порядок $G\Lambda^2/(2\pi)^2 \cdot \Lambda^2/m_N^2$, что составляет $\sim 10^{-3}$ при $\Lambda \sim 10$ *Гэв*.

Рассмотренный механизм нарушения CP-четности не объясняет предварительных данных по относительной вероятности распадов $K_2^\circ \to 2\pi^\circ$ и $K_2^\circ \to \pi^+ + \pi^-$ [6]. Результативно он совпадает со сверхслабым взаимодействием [7], т.е. приводит к заметному эффекту нарушения CP-четности только в $K_2^\circ \to 2\pi$-распадах.

Очевидно, что предполагаемый механизм CP-неинвариантности в распадах $K_2^\circ \to 2\pi$ имеет место в полностью CP-нечетной теории слабого взаимодействия [8]. Последняя, однако, дает ряд следствий, отсутствующих в случае сверхслабого взаимодействия.

Автор искренне признателен Б.Л.Иоффе, И.Ю.Кобзареву и Л.Б.Окуню за обсуждения.

Поступило в редакцию
5 июня 1967 г.

Литература

[1] L.Wolfenstein. Phys. Lett., 15, 196, 1965.
[2] L.B.Okun, B.Ya.Zeldovič. Phys. Lett., 16, 319, 1965.
[3] M.Gell-Mann. Phys. Rev., 125, 1067, 1962 (формулы (3,5) и (3, 16)).
[4] Б.Л.Иоффе, Е.П.Шабалин. Нейтральные токи и предел применимости теории слабых взаимодействий. ЯФ, 6, вып.4, 1967.
[5] U.Camini, D.Cline, W.F.Fry, W.M.Powell. Phys. Rev. Lett., 13, 318, 1964.
[6] W.Galbraith et al. Phys. Rev. Lett., 18, 20, 1967 ; I.W.Cronin, P.F. Kunz et al. Phys. Rev. Lett., 18, 25, 1967.
[7] L.Wolfenstein. Phys. Rev. Lett., 13, 562, 1964.
[8] Е.П.Шабалин. ЯФ, 4, 1037, 1966.

* Вторым таким эффектом является подавленность амплитуды $K_2^\circ \to \mu^+ + \mu^-$ распада по сравнению с амплитудой распада $K_1^\circ \to \mu^+ + \mu^-$ в 10^3 раз.