НАРУШЕНИЕ CP-ИНВАРИАНТНОСТИ В РАСПАДАХ K^0- МЕЗОНОВ И НЕИНВАРИАНТНЫЙ ВАКУУМ

А.А.Гриб

Как известно, недавно был поставлен ряд экспериментов [1,2], в которых обнаружен распад $K_2^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$, ставящий под сомнение закон CP-инвариантности взаимодействия элементарных частиц.

В настоящем письме развивается точка зрения, что нарушение CP- инвариантности действительно имеет место, но оно может быть лишь в процессах с K_1^0- и K_2^0- мезонами. Причиной его появления является сам способ построения K_1^0- и K_2^0- мезонов из K^0 и $\bar{K}^0$, связанный с переходом к другому, не эквивалентному представлению кольца фон Неймана операторов рождения и уничтожения, а следовательно, и к другому вакууму. Существование двух вакуумов (инвариантного относительно CP- преобразования и неинвариантного) приводит к появлению, наряду с K_1^0 и K_2^0, построенными на обычном вакууме, частиц, построенных так же, как и K_1^0, K_2^0, но определенных на другом вакууме. На возможность подобного вырождения K_1^0 и K_2^0 указывалось в работах [3,4], однако в нашем случае $K_1^{0\prime}$, $K_2^{0\prime}$ не обладают определенной CP-четностью. Проявление другого вакуума и определение $K_1^{0\prime}$ и $K_2^{0\prime}$ на нем являются в нашей модели следствиями сильных взаимодействий между K^0- и $\bar{K}^0$ - мезонами.

Пусть имеется система K^0 и $\bar{K}^0$-мезонов, сильно взаимодействующих друг с другом, так что лагранжиан имеет вид:

$$L = g^{\mu\nu}\frac{\partial \bar{K}^0}{\partial x_\mu}\frac{\partial K^0}{\partial x_\nu} - \bar{K}^0 m^2 K^0 - g(\bar{K}^0 K^0)^2. \qquad (1)$$

Напишем уравнение Эйлера для K^0 и $\bar{K}^0$ в приближении, соответствующем обобщенному методу Хартри - Фока в нерелятивистской теории сверхпроводимости, т.е. аналогично [5,6] заменим произведения операторов K^0K^0, $\bar{K}^0\bar{K}^0$ на средние по вакууму $\langle\Phi|K^0K^0|\Phi\rangle$, $\langle\Phi|\bar{K}^0\bar{K}^0|\Phi\rangle$. Тогда для K^0 и $\bar{K}^0$ мы получим:

$$\left.\begin{array}{l}(\Box - m'^2)K^\circ = 2g \langle \Phi | K^\circ K^\circ | \Phi \rangle \bar{K}^\circ \\ (\Box - m'^2)\bar{K}^\circ = 2g \langle \Phi | \bar{K}^\circ \bar{K}^\circ | \Phi \rangle K^\circ \end{array}\right\}. \tag{2}$$

Здесь m'^2 возник вследствие обычной перенормировки. Из уравнений (2) легко получить уравнение для K_1°- и K_2°-мезонов (вернее, $K_1^{o\prime}$, $K_2^{o\prime}$).

Вводя обозначения (5):

$$\left.\begin{array}{l}G^{oo}(x-x') = \langle \Phi | K^\circ(x) K^\circ(x') | \Phi \rangle \\ \tilde{G}^{oo}(x-x') = \langle \Phi | \bar{K}^\circ(x) \bar{K}^\circ(x') | \Phi \rangle \end{array}\right\}, \tag{3}$$

легко получим аналогично (5) условие на $G^{oo}(0)$, $\tilde{G}^{oo}(0)$, необходимое для существования нетривиального решения G^{oo}, $\tilde{G}^{oo} \neq 0$:

$$1 = -2ig \int \frac{d^4 p}{(p^2 - m'^2)^2 - 4g^2 G^{oo}(0) \tilde{G}^{oo}(0) - i\delta}. \tag{4}$$

Полученная нами теория неинвариантна относительно калибровочных преобразований, приводящих к сохранению странности (сам способ "линеаризации" взаимодействия, связанный с переходом к другому вакууму, привел к нарушению этой симметрии). Таким путем нам удалось перейти к частицам, очень напоминающим K_1° и K_2° , еще ничего не зная о слабых взаимодействиях. Рассмотрим, какими операторами описываются $K_1^{o\prime}$, $K_2^{o\prime}$. Определим:

$$\left.\begin{array}{l}a^{(-)}(\bar{p}) = (\eta_p K^{o(+)}(-\bar{p}) + \xi_p \bar{K}^{o(-)}(\bar{p})) \\ \bar{a}^{(+)}(\bar{p}) = (\xi_p K^{o(+)}(\bar{p}) - \eta_p \bar{K}^{o(-)}(-\bar{p})) \\ \bar{a}^{(-)}(\bar{p}) = (\eta_p \bar{K}^{o(+)}(-\bar{p}) + \xi_p K^{o(-)}(\bar{p})) \\ a^{(+)}(\bar{p}) = (\xi_p K^{o(+)}(\bar{p}) - \eta_p K^{o(-)}(-\bar{p})) \end{array}\right\}, \tag{5}$$

где

$$\xi_p^2 + \eta_p^2 = 1, \tag{6}$$

η_p – мнимая.

Тогда

$$\left.\begin{array}{l}[a^{(-)}(\bar{p}), \bar{a}^{(+)}(\bar{p}')] = \delta(\bar{p} - \bar{p}') \\ [\bar{a}^{(-)}(\bar{p}), a^{(+)}(\bar{p}')] = \delta(\bar{p} - \bar{p}') \end{array}\right\}. \tag{7}$$

Первоначальный вакуум Φ_0 был определен:

$$\left.\begin{array}{l}\bar{K}^{o(-)}(\bar{p}) | \Phi_0 \rangle = 0 \\ K^{o(-)}(\bar{p}) | \Phi_0 \rangle = 0 \end{array}\right\}. \tag{8}$$

Определим новый вакуум Φ :

$$\left. \begin{array}{l} a^{(-)}(\bar{p})\,|\Phi\rangle = 0 \\ \langle\Phi|\,\bar{a}^{(+)}(\bar{p}) = 0 \end{array} \right\} , \tag{9}$$

где

$$\begin{array}{l} |\Phi\rangle = \prod_{\bar{p}} (\xi_p - \eta_p K^{o(+)}(\bar{p}) K^{o(+)}(-\bar{p})\,|\Phi_o\rangle, \\ \langle\Phi| = \langle\Phi_o|\prod_{\bar{p}} (\xi_p + \eta_p \bar{K}^{o(-)}(\bar{p}) \bar{K}^{o(-)}(-\bar{p}). \end{array} \tag{I0}$$

Вакуум $|\Phi\rangle$ обладает странностью и CP-неинвариантен (следовательно, и определенные на нем состояния тоже CP - неинвариантны), а также обладает свойством:

$$\langle\Phi|K^{o(+)}(\bar{p})K^{o(+)}(-\bar{p})|\Phi\rangle = -\langle\Phi|\bar{K}^{o(-)}(\bar{p})\bar{K}^{o(-)}(-\bar{p})|\Phi\rangle \neq 0, \tag{II}$$

что соответствует точке зрения работы [7], однако без $\Delta Q = -\Delta S$-переходов, и мнимой константе взаимодействия [8]. В связи с (II) возникает вопрос о теореме Голдстоуна [9], так и не получивший в литературе окончательного разрешения.

Предполагая возможность распада $K_1^{o\prime}$, $K_2^{o\prime}$ на π-мезоны, можно объяснить эксперименты по распадам K^o-мезонов. Однако, с точки зрения предлагаемой теории, возможны нарушения CP-четности и в трехпионных распадах, а также в лептонных распадах K^o-мезонов.

Численных оценок для вероятностей распадов не приводится, поскольку они аналогичны приведенным в [7].

Автор благодарен Ю.В.Новожилову за ряд полезных указаний, относящихся к работе.

Ленинградский государственный университет им. А.А.Жданова

Поступило в редакцию 18 мая 1965 г.

Литература

[1] J.H. Christenson, J.W.Cronin, V.L.Fitch, R.Turlay. Phys.Rev.Lett., 13, 138, 1964.

[2] X. De Bonard.,D.Dekkers, B.Jordan, R.Mermod, T.R.Willits, K.Winter, P.Scharff, L.Valentin, M.Vivargent. Phys.Lett., 15, 58, 1965.

[3] H.J. Lipkin, A.Abashian. Phys.Lett., I4, I5I, I965.
[4] K.Nishijima, M.H.Saffouri. Phys. Rev. Lett., II,205,I965.
[5] В.Г.Вакс, А.И.Ларкин. ЖЭТФ, 40, 282, I96I.
[6] Y.Nambu. Phys.Rev., II7, 648, I960.
[7] R.G. Sachs, Phys. Rev. Lett., I3, 562, I964.
[8] L.Wolfenstein. Phys.Lett., I5, I96, I965.
[9] J.Goldstone, A.Salam, S.Weinberg, Phys. Rev.,I27,965,I962.