

A-241

23/х-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4047



Л.И.Липидус

ЗАМЕЧАНИЯ
ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
 $K_{L,S}^0$ -МЕЗОНОВ

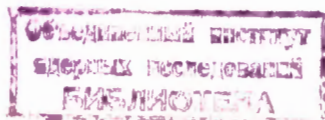
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1968

P2 - 4047

Л.И. Лапидус

ЗАМЕЧАНИЯ
ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
 $K_{L,s}^0$ -МЕЗОНОВ



2530/2 up

Abstract

Here 3 remarks are discussed on the electromagnetic interaction of $K_{L,S}^0$ -mesons. The first two remarks refer to K_L^0 -meson regeneration on electrons ^{1b)}.

The contribution of regeneration on electrons can be observed when the value and the sign of the lepton asymmetry in $K_{\ell_3}^0$ decays after the regenerator are observed. If the CPT-invariance and the rule $\Delta Q = \Delta S$ are valid for lepton asymmetry after the regenerator we have (1) and (2).

The general expression for the K^0 -meson electromagnetic current and for the amplitude of K^0 -meson electromagnetic interaction with electrons (3) is not changed with the account of CP-invariance violation as well as the property (4). It is known ^{1b)} that due to (4) the electromagnetic interaction causes $K_2^0 \rightarrow K_1^0$ transitions but does not make any contribution (in e^2 -approximation) to the $(K_{1,2}^0) \rightarrow (K_{1,2}^0)$ transitions. (Here $K_{1,2}^0$ are understood as eigenstates of the CP-parity). In violating the CP-invariance $K_{S,L}^0$ becomes physical states instead of $K_{1,2}^0$. Then we have not only $K_{L,S}^0 \rightarrow K_{S,L}^0$ transition but also $K_{L,S}^0 \rightarrow K_{L,S}^0$ transitions whose amplitude (in e^2 -approximation) is 10^{-3} of the non-diagonal transition amplitude. For detailed formulae see (6) in a general case, (7) and (6') when CPT-invariance is valid, and (8) and (7') when T-invariance is valid.

After all, it is interesting to note that this kind of (small) effect is absent in the amplitude of reaction (9). In this case we still have only K_L^0, K_S^0 pairs ⁴⁾ and we have no K_L^0, K_L^0 or $K_S^0 K_S^0$ states.

В 1958-59 гг Г.Фейнберг^{/1а/} и Я.Зельдович^{/16/} рассмотрели $K_2^0 \rightarrow K_1^0$ регенерацию на электронах. В последнее время возрос интерес к возможности наблюдения различных эффектов, связанных с электромагнитным взаимодействием $K_{L,S}^0$ -мезонов^{/2,3/ х}.

Здесь обсуждаются три замечания, одно из которых обращает внимание на возможность наблюдения эффектов электромагнитной регенерации при изучении асимметрии в лептонном распаде после регенератора, а два других относятся к (малому) влиянию нарушения СР-инвариантности в суперпозиции K_L^0 и K_S^0 на электромагнитную регенерацию $K_{L,S}^0$ -мезонов и на процесс образования пар $K^0 - \bar{K}^0$ мезонов в электрон-позитронных соударениях.

1. Отметим прежде всего, что величина и знак лептонной асимметрии в $K_{\ell_3}^0$ - распадах после регенератора могут быть чувствительны к вкладу регенерации K_L^0 -мезонов на электронах.

При справедливости СРТ-инвариантности и правила $\Delta Q = \Delta S$ для лептонной асимметрии после регенератора имеем (см.^{/5/}):

х) Автор благодарен С.С.Герштейну, И.Ю.Кобзареву, В.Л. Любошицу, Э.О.Оконову, Л.Б.Окуню, М.И.Подгорецкому, К.Руббиа, В.А.Щегельскому за полезные обсуждения различных вопросов физики электромагнитной регенерации $K_{L,S}^0$ -мезонов.

$$a = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = \langle K_L | K_S \rangle + \quad (1)$$

$$+ \frac{-\frac{1}{2}(\Gamma_L + \Gamma_S)r \cos \chi}{2|\rho|e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L + \Gamma_S)r \cos \chi}},$$

$$e^{-\Gamma_L r} + |\rho|^2 e^{-\Gamma_S r} + 2\langle K_L | K_S \rangle |\rho| e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L + \Gamma_S)r \cos \chi}$$

где $\rho = |\rho| e^{i\phi} \approx R(1 - e^{-i(m_L - m_S)\ell})$

-амплитуда регенерации на мишени конечной толщины $L = (1 - v^2)^{-\frac{1}{2}} \times$
 $\times v \ell$, а

$$\chi = (m_L - m_S)r - \phi$$

Для тонкой мишени $\phi = \text{Arg}(i - \bar{i})$ и ввиду того, что амплитуда электромагнитной регенерации (в e^2 -приближении) действительна

$$a \approx \langle K_L | K_S \rangle + \quad (2)$$

$$+ 2e^{-\frac{1}{2}\Gamma_S r} \{ |\rho_A| \cos \chi_A + \text{Re} \rho_e \cos(m_L - m_S)r \},$$

где $\rho_A = |\rho_A| e^{i\phi_A}$ - амплитуда ядерной регенерации,
 а ρ_e - то же для регенерации на электронах.

2. Общее выражение для амплитуды электромагнитного взаимодействия K^0 -мезонов с электронами

$$T = \frac{F(q^2)}{q^2} (p + p')_\mu \bar{u}(k') \gamma_\mu u(k) \approx \frac{\lambda}{6} (p + p')_\mu \bar{u}(k') \gamma_\mu u(k), \quad (3)$$

где p, p' - 4-импульсы K^0 -мезона до и после столкновения,
 k, k' - то же для электронов; $q^2 = (p - p')^2 = (k' - k)^2$;

$$F(q^2) \approx \frac{1}{6} \lambda q^2 \quad \text{формфактор } K^0 \text{-мезона,}$$

не изменяется, если учесть нарушение CP-инвариантности. Как и при справедливости CP-инвариантности,

$$\langle K^0 | T | K^0 \rangle = - \langle \bar{K}^0 | T | \bar{K}^0 \rangle = K . \quad (4)$$

В силу (4) электромагнитное взаимодействие, как известно, приводит к недиагональным переходам $|K_{2,2}^0\rangle \rightarrow |K_{1,1}^0\rangle$ ($|K_{1,2}^0\rangle$ - собственные состояния CP-четности) и не дает вклада в диагональные переходы $|K_{1,2}^0\rangle \rightarrow |K_{1,2}^0\rangle$. Нарушение CP-инвариантности меняет это заключение для состояний $|K_L^0\rangle$ и $|K_S^0\rangle$.

$$|K_L\rangle = p |K\rangle - q |\bar{K}\rangle \quad |p|^2 + |q|^2 = 1$$

$$|K_S\rangle = r |K\rangle + s |\bar{K}\rangle \quad |r|^2 + |s|^2 = 1 . \quad (5)$$

Нетрудно видеть, что нарушение CP-инвариантности приводит к тому, что кроме $|K_{L,S}^0\rangle \rightarrow |K_{S,L}^0\rangle$ переходов, интенсивность которых не меняется, возникают "диагональные" переходы $|K_{L,S}^0\rangle \rightarrow |K_{L,S}^0\rangle$, амплитуда которых (в e^2 -приближении) составляет 10^{-3} от амплитуды основного недиагонального перехода. Действительно, из (5) и (4) имеем:

$$\langle K_S | T | K_L \rangle = (pr^* + sq^*) K \quad (6)$$

$$\langle K_L | T | K_S \rangle = (p^*r + sq^*) K$$

$$\langle K_L | T | K_L \rangle = (|p|^2 - |q|^2) K$$

$$\langle K_S | T | K_S \rangle = (|r|^2 - |s|^2) K .$$

При справедливости CPT-инвариантности $r = p$ (действительное число), $s = q$ и

$$\langle K_L | T | K_S \rangle = \langle K_S | T | K_L \rangle = K \quad (7)$$

$$\langle K_L | T | K_L \rangle = \langle K_S | T | K_S \rangle = \langle K_L | K_S \rangle K .$$

Из (7) видно, что

$$\frac{\langle K_L | T | K_L \rangle}{\langle K_L | T | K_S \rangle} = \langle K_L | K_S \rangle \approx 4 \cdot 10^{-3}. \quad (6')$$

При справедливости T-инвариантности $s = p$ (действительное число), $r = q$ и

$$\langle K_L | T | K_S \rangle = \langle K_S | T | K_L \rangle = p(q + q^*) K \quad (8)$$

$$\langle K_L | T | K_L \rangle = -\langle K_S | T | K_S \rangle = (p^2 - |q|^2) K.$$

В этом случае

$$\frac{\langle K_L | T | K_L \rangle}{\langle K_L | T | K_S \rangle} = \frac{p^2 - |q|^2}{p(q + q^*)} \approx 4 \cdot 10^{-3}, \quad (7')$$

если использовать параметризацию

$$p = \cos\left(\frac{\pi}{4} - \lambda\right), \quad q = \sin\left(\frac{\pi}{4} - \lambda\right) e^{-2i\alpha}$$

с малыми ($\approx 10^{-3}$) λ и α , так как

$$p^2 - |q|^2 = \sin 2\lambda \approx 4 \cdot 10^{-3}$$

$$p(q + q^*) = \cos 2\lambda \cos 2\alpha = 1 + O(10^{-6}).$$

Отметим, что в соотношении между амплитудами диагональных переходов

$$\langle K_L | T | K_L \rangle = \pm \langle K_S | T | K_S \rangle$$

верхний (нижний) знак имеет место при справедливости CPT- (T) инвариантности.

В амплитуду диагональных переходов, конечно, даст вклад и двухфотонный обмен, который здесь не учитывается.

3. В заключение отметим, что рассмотренные выше эффекты нарушения CP-инвариантности в суперпозиции (5) (с точностью до общего множителя) не меняют заключений CP-инвариантности для

процесса образования пар $K^0 - \bar{K}^0$ мезонов в электрон-позитронных соударениях

$$e^- + e^+ \rightarrow K^0 + \bar{K}^0. \quad (9)$$

Так как свойства оператора K^0 -мезонного тока относительно CP-преобразования не меняются из-за нарушения CP-инвариантности (электромагнитный ток бесспиновой частицы), замечание Кабиббо и Гатто^{14/} о том, что в процессе (9) волновая функция конечного состояния имеет вид

$$|K\rangle |\bar{K}\rangle - |\bar{K}\rangle |K\rangle = |K_2^0\rangle |K_1^0\rangle - |K_1^0\rangle |K_2^0\rangle,$$

остается в силе. Можно было бы ожидать, что эффекты нарушения CP-инвариантности в (5) приведут к возникновению в процессе (9), наряду с $-K_L^0 K_S^0$, также и $K_L^0 K_L^0$, $K_S^0 K_S^0$ пар. Однако из (5) нетрудно получить, что

$$|K\rangle |\bar{K}\rangle - |\bar{K}\rangle |K\rangle = (p_s + q_r)^{-1} [|K_L\rangle |K_S\rangle - |K_S\rangle |K_L\rangle].$$

Л и т е р а т у р а

- 1a. G. Feinberg, Phys. Rev., 109, 1381, 1958.
- 1б. Я.Б.Зельдович, ЖЭТФ, 36, 1381, 1959.
2. Э.О.Оконов. Препринт ОИЯИ P1-3788, Дубна, 1968.
3. W.A.W. Mehlhop, S.S. Murty, P. Bowles, T.H. Burnett, R.H. Good, C.H. Holland, O. Piccioni, R.A. Swanson. University of California, San Diego preprint (1968).
4. N. Cabibbo, R. Gatto. Phys. Rev., 124, 1577, 1961.
5. S. Bennet, D. Nugren, H. Saal, J. Sunderland, J. Steinberger. Phys. Lett., 27B, 239, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 августа 1968 года.