

О ЗАРЯДОВОЙ АСИММЕТРИИ В РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДАХ

K- и ρ -МЕЗОНОВ ПРИ НАРУШЕНИИ CP-ИНВАРИАНТНОСТИ

В.В.Соловьев, М.В.Терентьев

В последнее время был предложен ряд механизмов нарушения CP-инвариантности [1-3], в которых, вообще говоря, должна возникать зарядовая асимметрия в распадах мезонов на $\pi^+\pi^-\gamma$. В настоящей заметке мы хотели бы отметить то, довольно простое обстоятельство, что при любом нарушении CP-инвариантности в распадах этого типа не будет большой зарядовой асимметрии, если разрешен распад на $\pi^+\pi^-$ без испускания фотона. Мы приведем ряд количественных оценок в связи с этим утверждением.

Из известных мезонов со спином 0 и 1 только K_1^0 и ρ^0 распадаются на пару $\pi^+\pi^-$ без каких-либо дополнительных запретов по сравнению с распадом на $\pi^+\pi^-\gamma$. Рассмотрим процесс $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. Амплитуда такого распада $M^{(k)}$ равна сумме трех амплитуд:

$$M^{(k)} = M_T^{(k)} + M_e^{(k)} + M_m^{(k)}, \quad \text{где}$$

$$M_T^{(k)} = e g_k M_k \left(\frac{p_- \epsilon^{(\lambda)}}{k p_-} - \frac{p_+ \epsilon^{(\lambda)}}{k p_+} \right), \quad (1)$$

$$M_e^{(k)} = e \cdot \frac{1}{M_k^2} a_k(kp, kq) F_{\mu\nu} p_\mu q_\nu, \quad (2)$$

$$M_m^{(k)} = e \cdot \frac{1}{M_k^2} b_k(kp, kq) \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} F_{\alpha\beta} p_\mu q_\nu. \quad (3)$$

$M_T^{(k)}$ описывает испускание тормозного кванта, $M_e^{(k)}$ и $M_m^{(k)}$ -

прямое излучение соответственно электрического и магнитного квантов из области, размеры которой $\sim 1/M_k$. Здесь p и q - сумма и разность 4-мерных импульсов π^+ - и π^- - мезонов;

$F_{\mu\nu}$ - тензор электромагнитного поля, k и $\epsilon^{(\lambda)}$ - 4-мерный вектор импульса и поляризации фотона. Функции $a_k(kp, kq)$ и $b_k(kp, kq)$ зависят от нечетных степеней kq лишь в том случае, если CP-четность не сохраняется. С хорошей точностью распад $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ описывается тормозной амплитудой [4]. Для получения зарядовой асимметрии учтем также интерференцию M_T^k с CP-нечетным вкладом из $M_e^{(k)}$, ограничиваясь первыми членами разложения по kq/M_k^2 (π -мезоны в D-состоянии). Так как мы не интересуемся поляризацией фотона, то интерференция $M_T^{(k)}$ с $M_m^{(k)}$ отсутствует и амплитуду распада $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ в нашем приближении можно записать в виде:

$$M^{(k)} = \left[1 + \frac{2i\delta_k}{M_k^2} (kq)(kp)(kp) \right] e q_k M_k \left(\frac{p \cdot \epsilon^{(\lambda)}}{kp} - \frac{p_+ \cdot \epsilon^{(\lambda)}}{kp_+} \right), \quad (4)$$

где $\delta_k = a'_k(0)/q_k$. Характеризуя зарядовую асимметрию разностью $(d\omega_+/d\omega) - (d\omega_-/d\omega)$ числа случаев распада $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ с энергией $E_{\pi^+} > E_{\pi^-}$ и $E_{\pi^-} > E_{\pi^+}$ при данной энергии фотона ω , получаем из (4):

$$\frac{d\omega_+}{d\omega} - \frac{d\omega_-}{d\omega} = - \frac{\alpha |q_k|^2}{8\pi^2} \text{Im} \delta_k \left(\frac{m_k}{M_k} \right)^4 f_k(y), \quad (5)$$

где

$$f_k(y) = y^2 \left[2(y_k^{\max} - y) + 4\epsilon_{(k)}^2 \ln(4\epsilon_{(k)}^2)(1-2y) \right] \quad (6)$$

$$y = \omega/m_k, \quad 0 \leq y \leq y_k^{\max}, \quad y_k^{\max} = \frac{1}{2} (1 - 4\epsilon_{(k)}^2), \quad \epsilon_{(k)} = \frac{m_\pi}{m_k}$$

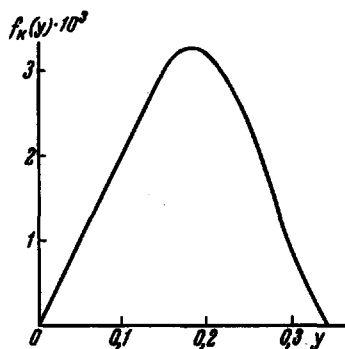
(m_π и m_k - массы π - и K -мезона).

Зависимость f_k от y представлена на рисунке. Интегрируя по частотам фотона, легко получить, что

$$X_k = \frac{\omega_+ - \omega_-}{\omega_+ + \omega_-} = - \text{Im} \delta_k \left(\frac{m_k}{M_k} \right)^6 \frac{0,65 \cdot 10^{-3}}{[1,16 \ln \frac{m_k}{\omega_{\min}} - 2,7]} =$$

$$= - \text{Im} \delta_k \left(\frac{m_k}{M_k} \right)^6 \begin{cases} 0,15 \cdot 10^{-3} & \text{при } \omega_{\min} = 1 \text{ МэВ} \\ 0,35 \cdot 10^{-3} & \text{при } \omega_{\min} = 10 \text{ МэВ} \end{cases}, \quad (7)$$

Где ω_+ и ω_- - число событий с $E_{\pi^+} > E_{\pi^-}$ и $E_{\pi^-} > E_{\pi^+}$ соответственно. ω_{min} - экспериментальное разрешение по частотам фотона. Зависимость от ω в (6) может служить независимой проверкой справедливости использованного приближения (доминирующая роль



процесса тормозного излучения). Естественно ожидать, что $M_k \sim m_k$. Таким образом, зарядовая асимметрия (формулы (6) и (7)), очень мала даже при сильном ($\delta_k^* \sim 1$) нарушении CP-инвариантности в слабых, сильных или электромагнитных взаимодействиях (см. [2,3]). Большая асимметрия означала бы неожиданно большой радиус области взаимодействия ($1/M_k$), поэтому экспериментальное исследование распада $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ особенно интересно. Зарядовая асимметрия определяется мнимой частью δ_k^* , которая возникает из-за разности фаз рассеяния π -мезонов в P- и D-состояниях. Рассмотрим процесс $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. Его амплитуда $M^\rho = M_T^\rho + M_e^\rho + M_m^\rho$, где

$$M_T^\rho = e g_\rho \left(\frac{p \cdot \epsilon^\lambda}{k p} - \frac{p \cdot \epsilon^\lambda}{k p_\pi} \right) \Phi_M q_M, \quad (8)$$

$$M_e^\rho = \frac{e a_\rho}{M_\rho^2} F_{\mu\nu} \Phi_M p_\nu, \quad (9)$$

$$M_m^\rho = i \frac{b_\rho}{M_\rho^2} e F_{\mu\nu} \Phi_M q_\nu, \quad (10)$$

где Φ_μ - волновая функция ρ - мезона, остальные обозначения имеют прежний смысл (см. (I)-(3)). M_T^ρ и M_θ^ρ - четные амплитуды, отвечающие π - мезонам в состояниях с $\ell = 0, 2, \dots$ и т.д.

M_m^ρ - нечетная амплитуда ($\ell = 1, 3, \dots$). Снова учитывая лишь интерференцию M_T^ρ с M_m^ρ (это приближение, по-видимому, незаконно лишь на верхнем крае фотонного спектра), получаем при заданной частоте фотона ω :

$$\frac{d w_+}{d \omega} - \frac{d w_-}{d \omega} = \frac{\alpha |g_\rho|^2}{24 \pi^2} \left(\frac{m_\rho}{M_\rho} \right)^2 \text{Im } \delta_\rho f_\rho(y), \quad (\text{II})$$

где $\delta_\rho = b_\rho/g_\rho$ и b_ρ считаем постоянной, а $f_\rho(y)$ получается из $f_k(y)$ заменой $m_k \rightarrow m_\rho$, при этом максимум кривой движется вправо.

Интегрируя по частотам фотона, имеем

$$X_\rho = \frac{w_+ - w_-}{w_+ + w_-} = \text{Im } \delta_\rho \left(\frac{m_\rho}{M_\rho} \right)^2 \frac{6 \cdot 10^{-3}}{[1,78 \cdot \ln \frac{m_\rho}{\omega_{\min}} - 3,87]} = \text{Im } \delta_\rho \left(\frac{m_\rho}{M_\rho} \right)^2 \begin{cases} 0,75 \cdot 10^{-3} & \text{при } \omega_{\min} = 1 \text{ Мэв} \\ 1,60 \cdot 10^{-3} & \text{при } \omega_{\min} = 10 \text{ Мэв} . \end{cases} \quad (\text{I2})$$

Снова изучение зависимости от частоты ω в (II) может служить проверкой справедливости использованного приближения. В связи с формулой (I5) можно повторить замечания, сделанные при обсуждении формулы (7).

В заключение кратко обсудим распады $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$.

При нарушении CP-инвариантности вероятности этих распадов, а также спектры π^+ и π^- могут отличаться. Асимметрия должна быть порядка $\delta M_\alpha / M_T$, где δ - параметр, характеризующий степень

несохранения CP-четности, а M_α - CP - нечетная часть амплитуды прямого излучения фотона. Аналогичные замечания можно сделать и для распадов $K^{*\pm} \rightarrow \pi^\pm K^0(\bar{K}^0)\gamma$ и $K^{*\pm} \rightarrow K^\pm \pi^0 \gamma$.

Заметим только, что различие в форме спектра частиц и античастиц имеет большую величину в случае K^\pm - мезонов, так как M_T

для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ имеет дополнительную малость, обусловленную

правилом $BT = 1/2$.

Авторы искренне благодарят Л.Б.Окуня за ряд ценных замечаний.

Поступило в редакцию

2 августа 1965 г.

Литература

- [1] Л.Б.Окунь. Ядерная физика, 1, 938, 1965. J. Prentki, M. Veltman. Phys. Lett., 15, 88, 1965; T.D.Lee, L. Wolfenstein. Preprint. CERN, 1965.
- [2] J. Bernstein, G. Feinberg, T.D.Lee. Preprint. CERN, 1965.
- [3] N. Cabibbo. Phys. Rev. Lett., 14, 965, 1965.
- [4] J. Good. Phys. Rev., 113, 352, 1965.

О МАССАХ ЧАСТИЦ (РЕЗОНАНСОВ) СО СТРАННОСТЬЮ

$$S = -4 \text{ и } S = +1$$

Я.Б.Зельдович

Харари и Липкин [1] рассмотрели ряд свойств гипотетического барионного 35-плета, который согласно симметрии $SU(3)$ содержит частицы со странностью от $S = -4$ ($Y = -3$) и до $S = +1$ ($Y = +2$).

В модели кварков этот супермультиплет отличается тем, что он строится из 4 кварков и одного антикварка (см. таблицу ниже). Поэтому следует ожидать немонотонного хода массы частиц в зависимости от странности S или гиперзаряда Y . В самом деле в 35-плете возбужденное нуклонное состояние ^{I)} с изоспином $5/2^- N_5^*$ строится из кварков, как $4p, \bar{n}$; $3p, \bar{n} + 4p, \bar{p}$; ..., $4n, \bar{p}$, т.е. без участия странных кварков и антикварков λ и $\bar{\lambda}$.