

УДК 539.123, 539.123.06

## Виртуальные вакуумные $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ - переходы (осцилляции), генерированные слабыми взаимодействиями, нарушающими странность, и их обнаружение

Х. М. Бештоев

*Объединённый институт ядерных исследований  
ул. Жолио-Кюри, д. 6, г. Дубна, Московской обл., Россия, 141980*

При нарушении странности в слабых взаимодействиях должны возникать смешивания (переходы) между  $\pi^\pm$ - и  $K^\pm$ -мезонами. Так как массы этих адронов различаются, то такие смешивания (переходы) должны быть виртуальными. Подсчитывается недиагональный массовый член, ответственный за такое смешивание. Показано, что могут иметь место два типа переходов между этими мезонами:  $\pi^\pm$ -мезон может переходить в  $K^\pm$ -мезон с изменением массы и без изменения массы. Вычислены вероятности вакуумных виртуальных переходов (осцилляций)  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$  для двух случаев (в рамках модели динамической аналогии матриц Кабиббо–Кобаяши–Маскавы и с использованием фазового объема), при этом учтены  $\pi^\pm$ -мезонные распады. Произведена оценка экстремального расстояния  $R$  для наблюдения  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$ -перехода. Изучена кинематика процесса рождения  $K^\pm$ -мезона при его переходе на массовую поверхность для определения оптимальных энергий для наблюдения этих переходов.

**Ключевые слова:** мезоны, странность, нарушение странности, слабые взаимодействия, смешивания, переходы между мезонами, вероятности переходов.

### 1. Введение

Вакуумные осцилляции нейтральных  $K$ -мезонов хорошо изучены [1]. Эти осцилляции являются результатом смешивания  $d$ -,  $s$ -кварков и описываются матрицей Кабиббо–Кобаяши–Маскавы [2, 3]. Угол смешивания нейтральных  $K$ -мезонов  $\theta = 45^\circ$ , так как массы  $K^0$ -,  $\bar{K}^0$ -мезонов равны (вследствие СРТ-теоремы). Из-за равенства масс осцилляции будут реальными, а не виртуальными. Осцилляции двух частиц в случае, когда их массы перекрываются их ширинами, обсуждались в работах [4–6]. Кроме того, были вычислены вероятности  $\pi \rightarrow K$ -переходов в подходе с использованием фазового объёма [7, 8].

Данная работа посвящена рассмотрению  $\pi \leftrightarrow K$ -переходов (осцилляций). Такие переходы возможны благодаря тому, что в слабых взаимодействиях странность нарушается. Так как массы  $\pi$ - и  $K$ -мезонов различаются, то эти переходы должны быть виртуальными. В работе производится расчет недиагонального массового члена, ответственного за такое смешивание. Изучаются все возможные типы переходов между  $\pi$  и  $K$ . Вычисляется вероятность вакуумных виртуальных переходов (осцилляций)  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$  с учетом  $\pi^\pm$ -мезонных распадов. Как можно проверить существование виртуальных  $\pi \rightarrow K$ -переходов? Например, в результате сильного взаимодействия виртуальных  $K$ -мезонов с мишенью они переходят на массовую поверхность, с последующим распадом. Производится оценка экстремального расстояния  $R$  для наблюдения  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$ -перехода. Также рассмотрена кинематика процесса рождения  $K^\pm$ -мезона при его переходе на массовую поверхность для определения оптимальных энергий, необходимых для наблюдения этих переходов.

---

Статья поступила в редакцию 12 апреля 2008 г.

Автор выражает глубокую благодарность М. К. Волкову, А. Е. Дорохову, Э. А. Кураеву и В. Н. Первушину за обсуждение работы.

Вычисление вероятностей  $\pi \rightarrow K$ -переходов производится в рамках модели динамического аналога матриц Кабиббо–Кобаяши–Маскавы [?, 9–12] и в диаграммном подходе [13], который использовался при описании  $K^0$ -,  $\bar{K}^0$ -переходов (осцилляций).

## 2. Вероятности виртуальных вакуумных $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ -переходов (осцилляций)

В принципе возможны все допустимые виртуальные переходы с  $p_\pi^2 \neq m_\pi^2$ . Время таких переходов определяется соотношением неопределённостей, но нас будут интересовать только переходы, представляющие физический интерес, а именно переходы с  $p_\pi^2 = m_K^2$  и  $p_\pi^2 = m_\pi^2$ .

Рассмотрим вероятности вакуумных  $\pi \leftrightarrow K$ -переходов (осцилляций) [14–17]. Массовая матрица  $\pi$ - и  $K$ -мезонов имеет вид

$$\begin{pmatrix} m_\pi & 0 \\ 0 & m_K \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Из-за нарушения странности в слабых взаимодействиях в этой матрице появляется недиагональный массовый член (его значение дается выражением (31)). Тогда матрица приобретает следующий недиагональный вид:

$$\begin{pmatrix} m_\pi & m_{\pi K} \\ m_{\pi K} & m_K \end{pmatrix} \quad (2)$$

и диагонализируется поворотом на угол  $\beta$ , в результате чего

$$\begin{pmatrix} m_\pi & m_{\pi K} \\ m_{\pi K} & m_K \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где

$$\operatorname{tg} 2\beta = \frac{2m_{\pi K}}{|m_\pi - m_K|}, \quad \sin 2\beta = \frac{2m_{\pi K}}{\sqrt{(m_\pi - m_K)^2 + (2m_{\pi K})^2}}, \quad (4)$$

$$m_{1,2} = \frac{1}{2}((m_\pi + m_K) \pm \sqrt{(m_\pi - m_K)^2 + 4(m_{\pi K})^2});$$

$$\pi = \cos \beta \pi_1 + \sin \beta K_1, \quad K = -\sin \beta \pi_1 + \cos \beta K_1,$$

$$\pi(t) = \cos \beta e^{-iE_1 t} \pi_1(0) + \sin \beta e^{-iE_2 t} K_1(0),$$

$$K(t) = -\sin \beta e^{-iE_1 t} \pi_1(0) + \cos \beta e^{-iE_2 t} K_1(0);$$

$$\pi(t) = \left[ e^{-iE_1 t} \cos^2 \beta + e^{-iE_2 t} \sin^2 \beta \right] \pi(0) + \left[ e^{-iE_1 t} - e^{-iE_2 t} \right] \sin \beta \cos \beta K(0),$$

$$K(t) = \left[ e^{-iE_1 t} \sin^2 \beta + e^{-iE_2 t} \cos^2 \beta \right] K(0) + \left[ e^{-iE_1 t} - e^{-iE_2 t} \right] \sin \beta \cos \beta \pi(0).$$

Обратим внимание на тот факт, что выражение (4) можно получить из распределения Брейта–Вигнера [18]

$$P \sim \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (5)$$

при следующей замене:

$$E = m_K, \quad E_0 = m_\pi, \quad \Gamma/2 = 2m_{\pi K}, \quad \text{где} \quad \Gamma \equiv W(\dots). \quad (6)$$

Если массовая матрица включает массы в квадратичном виде, то смешивания (осцилляции) будут описываться выражениями (3)–(6) при следующих заменах:

$$m_\pi \rightarrow m_\pi^2, \quad m_K \rightarrow m_K^2, \quad m_{\pi K} \rightarrow m_{\pi K}^2.$$

Могут иметь место два типа  $\pi$ -,  $K$ -переходов (осцилляций).

1. Если рассматривать переход  $\pi$ -мезона в  $K$ -мезон с изменением массы ( $p_K^2 = m_K^2$ ), то вероятность  $\pi \rightarrow K$ -переходов (осцилляций) описывается выражением

$$P(\pi \rightarrow K, t) = \sin^2 2\beta \sin^2 \left[ \pi t \frac{\Delta m_{\pi K}^2}{2p} \right] = \sin^2 2\beta \sin^2 \left[ \pi \frac{L}{L_{\text{osc}}} \right], \quad (7)$$

где  $\Delta m_{\pi K}^2 \simeq |m_\pi^2 - m_K^2|$ ,  $L_{\text{osc}} = \frac{2pc}{\Delta m_{\pi K}^2}$ ;  $L \simeq ct$ ;  $p$  — импульс  $\pi$ -мезона ( $p \gg m_\pi$ ).

Так как

$$\sin^2 2\beta = \frac{4m_{\pi K}^2}{(m_\pi - m_K)^2 + 4m_{\pi K}^2} \approx \frac{4m_{\pi K}^2}{(m_\pi - m_K)^2} \ll 1, \quad (8)$$

то вероятность таких переходов очень мала вследствие малости недиагонального массового члена  $m_{\pi K}$ . Возможно, такие процессы трудно наблюдать из-за малой вероятности, и они не представляют особого интереса. Выражение (8) требует некоторого разъяснения. Так как недиагональный массовый член  $2m_{\pi K} = \frac{\Gamma}{2}$  равен удвоенной ширине  $\pi \rightarrow K$ -перехода, то выражение (4) определяет вероятность такого перехода. В этом и состоит полученное решение проблемы происхождения угла смешивания. Так как мы знаем, как вычислить ширину  $\Gamma$ , то эту проблему можно считать решенной.

Особо следует отметить, что в процессах с обменом виртуальными  $\pi$ -мезонами, когда квадрат импульса  $\pi$ -мезона  $P_\pi^2$  может принимать любые значения, при значении  $P_\pi^2 = m_K^2$  должно иметь место резонансное усиление вероятности  $\pi \rightarrow K$ -перехода. Вследствие этого вместо выражения (8) получим [19]

$$\sin^2 2\beta = \frac{4m_{\pi K}^2}{(m_K - m_K)^2 + 4m_{\pi K}^2} = 1. \quad (8')$$

2. При рассмотрении перехода  $\pi$ -мезона в  $K$ -мезон без изменения массы ( $p_K^2 = m_\pi^2$ ) выполняется равенство  $m_K = m_\pi$ , так что  $\text{tg } 2\beta = \infty$ . При этом  $\beta = \pi/4$  и

$$\sin^2 2\beta = 1. \quad (9)$$

В таком случае вероятность  $\pi \rightarrow K$ -перехода (осцилляции) задаётся следующим выражением:

$$P(\pi \rightarrow K, t) = \sin^2 \left[ \pi \frac{L}{L_{\text{osc}}} \right], \quad (10)$$

где  $L = vt$ ;  $v$  — скорость  $\pi$ -мезона при  $v \simeq c$ ,  $L \simeq ct$ ,

$$L_{\text{osc}} = \frac{1, 24p_\pi \text{ МэВ}}{|m_1^2 - m_2^2| (\text{эВ}^2)} \text{ м}, \quad |m_1^2 - m_2^2| = 4m_\pi \Delta m_{\pi K}. \quad (11)$$

Перейдем к расчёту недиагонального массового члена при виртуальных  $\pi \leftrightarrow K$ -мезонных переходах в модели динамической аналогии матриц Кабиббо–Кобаяши–Маскавы. В работах [8–12, 20] было показано, что при малых передачах импульса результаты, получаемые в этом и в стандартном диаграммном подходе, являются эквивалентными. Мы также оценим ширину виртуальных мезонных  $\pi \leftrightarrow K$ -переходов с использованием фазового подхода.

### 3. Расчет недиагонального массового члена при $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ -виртуальных переходах в модели динамической аналогии матриц Кабиббо–Кобаяши–Маскавы

Прежде чем переходить к расчёту недиагонального массового члена при  $\pi \leftrightarrow K$ -мезонных переходах в модели динамической аналогии матриц Кабиббо–Кобаяши–Маскавы, приведем элементы этой модели [8–12, 14, 20].

#### 3.1. Элементы модели динамической аналогии матриц Кабиббо-Кобаяши-Маскавы или динамическое расширение модели слабых взаимодействий

Заряженный ток в стандартной модели слабых взаимодействий, для случая двух поколений кварков, имеет вид:

$$j_F^\mu = (\bar{u}\bar{c})_L \gamma^\mu V \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L, \quad V = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix}_L = V \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L, \quad (12)$$

где  $V$  характеризует смешивания  $d$  и  $s$  кварков.

Матричный элемент распада  $\pi$  мезонов на лептоны имеет вид:

$$M_\pi = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos \theta_c j^\mu L_\mu, \quad (13)$$

где  $L_\mu$  — лептонный ток (или лептонный матричный элемент). Матричный элемент распада  $K$ -мезонов на лептоны также имеет аналогичный вид:

$$M_K = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sin \theta_c j^\mu L_\mu. \quad (14)$$

Если использовать лагранжиан электрослабой модели, то

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_W^2}{8m_W^2}. \quad (15)$$

Далее, предполагая, что переносчиками слабых взаимодействий как без изменения странности, так и с изменением странности являются  $W$  и  $B$ -бозоны, приходим к выражению (при низких энергиях):

$$\text{tg } \theta_c \cong \frac{m_W^2}{m_B^2} \frac{g_B^2}{g_W^2}, \quad (16)$$

которое связывает угол смешивания  $\theta_c$  с массами и константами взаимодействия ( $g_W, g_B$ ).

В случае трех поколений кварков обобщением матрицы Кабиббо является матрица Кобаяши-Маскавы и включает  $CP$ -нарушение. В этом случае заряженный ток имеет вид:

$$J^\mu = (\bar{u}\bar{c}\bar{t})_L \gamma^\mu V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L, \quad V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Выберем параметризацию матрицы  $V$  в форме, предложенной Майани

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_\gamma & s_\gamma \\ 0 & -s_\gamma & c_\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\beta & 0 & s_\beta e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_\beta e^{i\delta} & 0 & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\theta & s_\theta & 0 \\ -s_\theta & c_\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

$$c_\theta = \cos \theta, \quad s_\theta = \sin \theta, \quad e^{i\delta} = \cos \delta + i \sin \delta.$$

Недиагональным членам в (11) (которые ответственны за смешивания  $d, s, b$ -кварков и  $CP$ -нарушение) мы будем сопоставлять четыре дублета векторных бозонов  $B^\pm, C^\pm, D^\pm, E^\pm$  (будем предполагать, что реальной части  $\text{Re}(s_\beta e^{i\delta}) = s_\beta \cos \delta$  соответствует векторный бозон  $C^\pm$ , а мнимой части  $\text{Im}(s_\beta e^{i\delta}) = s_\beta \sin \delta$  соответствует векторный бозон  $E^\pm$ , чьи вклады параметризуются четырьмя углами  $\theta, \beta, \gamma, \delta$ ). Тогда, в приближении  $q^2 \ll m_W^2$ , получаем:

$$\text{tg } \theta \cong \frac{m_W^2 g_B^2}{m_B^2 g_W^2}, \quad \text{tg } \beta \cong \frac{m_W^2 g_C^2}{m_C^2 g_W^2}, \quad \text{tg } \gamma \cong \frac{m_W^2 g_D^2}{m_D^2 g_W^2}, \quad \text{tg } \delta \cong \frac{m_W^2 g_E^2}{m_E^2 g_W^2}. \quad (19)$$

Оценим массы  $B^\pm, C^\pm, D^\pm, E^\pm$  бозонов, используя мировые данные (из таблицы Розенфельда) и выражения (19):

$$\begin{aligned} 1) \text{tg } \theta &\cong 0.218 \div 0.224, & m_{B^\pm} &\cong 169.5 \div 171.8 \text{ГэВ}; \\ 2) \text{tg } \beta &\cong 0.032 \div 0.054, & m_{C^\pm} &\cong 345.2 \div 448.4 \text{ГэВ}; \\ 3) \text{tg } \gamma &\cong 0.002 \div 0.007, & m_{D^\pm} &\cong 958.8 \div 1794 \text{ГэВ}; \\ 4) \text{tg } \delta &\cong 0.00036 \div 0.00037, & m_{E^\pm} &\cong 4170 \div 4230 \text{ГэВ}. \end{aligned} \quad (20)$$

### 3.2. Расчет недиагонального массового члена при $\pi \leftrightarrow K$ -мезонных переходах в рамках модели динамической аналогии матриц Кабиббо–Кобаяши–Маскавы [14–17]

Если странность сохраняется, то переход  $\pi \xrightarrow{B} K$ -мезон должен отсутствовать. Тогда массовая матрица  $\pi$ - и  $K$ -мезонов должна быть диагональной и иметь следующий вид (необходимо отметить, что в стандартной модели также должен происходить этот процесс, и тогда  $B$  надо заменить на  $W$ ):

$$\begin{pmatrix} m_\pi & 0 \\ 0 & m_K \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Когда мы учитываем смешивания (переходы) между  $d$ -,  $s$ -кварками посредством обмена  $B$ -бозонами, массовая матрица становится недиагональной

$$\begin{pmatrix} m_\pi & m_{\pi K} \\ m_{\pi K} & m_K \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Тогда значение недиагонального массового члена можно вычислить, используя следующую диаграмму перехода между  $\pi \xrightarrow{B} K$ -мезонами (см. рис. 1).

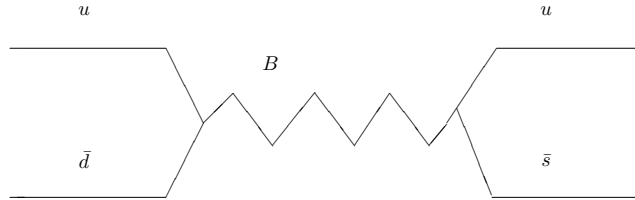


Рис. 1. Диаграмма перехода  $\pi$ -мезона в  $K$ -мезон через  $B$ -бозон;  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварки

Очевидно, что при смешивании  $d$ -,  $s$ -кварков изменения массовой поверхности  $\pi$ -мезона не будут происходить, т. е.  $K$ -мезон, возникший при таком переходе, остается на массовой поверхности  $\pi$ -мезона (рассматриваемый переход является виртуальным).

Амплитуда такого процесса имеет следующий вид (далее используются правила Фейнмана):

$$M(\pi \rightarrow K) = G_B [\bar{d}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u][\bar{s}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)u],$$

или

$$M(\pi \rightarrow K) = G_B [\bar{d}Q_\mu u][\bar{s}Q^\mu u], \quad (23)$$

где  $G_B$  — константа Ферми для  $B$ -бозона, связанная с обычной константой Ферми  $G_W$  для  $W$ -бозона следующим выражением:

$$G_B = G_F \sin \theta, \quad \frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2},$$

а  $Q_\mu = \gamma_\mu(1 - \gamma_5)$ .

Лагранжиан  $L$  для этой диаграммы в рамках стандартного подхода [13] имеет вид

$$L = M(\pi \rightarrow K). \quad (24)$$

Тогда разность квадратов масс, которая отвечает за  $\pi \rightarrow K$ - и  $K \rightarrow \pi$ -переходы, равна

$$m_1^2 - m_2^2 = \langle \pi | L | K \rangle + \langle K | L | \pi \rangle, \quad (25)$$

$$\pi' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\pi + K), \quad K' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\pi - K),$$

$$m_1^2 = \langle \pi' | L | \pi' \rangle = \frac{1}{2}(\langle \pi | L | \pi \rangle + \langle \pi | L | K \rangle + \langle K | L | \pi \rangle + \langle K | L | K \rangle),$$

$$m_2^2 = \langle K' | L | K' \rangle = \frac{1}{2}(\langle \pi | L | \pi \rangle - \langle \pi | L | K \rangle - \langle K | L | \pi \rangle + \langle K | L | K \rangle)$$

(предполагается, что  $K$ -мезон находится на массовой поверхности  $\pi$ -мезона). Следовательно,

$$m_1^2 - m_2^2 \simeq 2m_\pi \Delta m_{12}, \quad (26)$$

или

$$\Delta m_{12} \simeq \frac{1}{2m_\pi} [\langle \pi | L | K \rangle + \langle K | L | \pi \rangle]. \quad (27)$$

Теперь подсчитаем разность масс. Для этой цели будут использоваться следующие выражения:

$$\begin{aligned} \langle 0 | \bar{d}Q_\mu u | \pi \rangle &= \phi_\pi f_\pi p_\mu, \\ \langle 0 | \bar{s}Q^\mu u | K \rangle &= \phi_K f_K p^\mu, \end{aligned} \quad (28)$$

где  $\phi_\pi$ ,  $\phi_K$ ,  $f_\pi$ ,  $f_K$  — волновые функции и константы распадов  $\pi$ - и  $K$ -мезонов;  $p_\mu$  — импульс  $\pi$ -мезона.

Необходимо отметить, что должно выполняться следующее соотношение для констант распадов на массовых поверхностях мезонов:

$$f_\pi(m_\pi) = f_K(m_\pi). \quad (29)$$

Из выражения (25), используя формулы (28), (29), получим следующее выражение для недиагонального массового члена массовой матрицы:

$$\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2 = f_\pi^2 m_\pi^2 G_B \simeq 0,79 \cdot 10^9 \text{эВ}^2, \quad (30)$$

или

$$m_{\pi K} = \Delta m_{12} = f_\pi^2 m_\pi G_B / 2 \simeq 5,6 \text{эВ}, \quad (31)$$

$$L_{\text{osc}} = \frac{1,24 p_\pi (\text{МэВ})}{|m_1^2 - m_2^2| (\text{эВ}^2)} \text{м} \simeq 1,57 \cdot 10^{-4} p_\pi (\text{ГэВ}) \text{см}. \quad (31')$$

#### 4. Разность масс (или ширина перехода), получаемая в подходе, где используется фазовый объем

Перейдем к рассмотрению  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ -смешиваний (осцилляций) [14–17]. Кроме  $\gamma \leftrightarrow \rho^0$ -смешиваний (осцилляций) примером виртуальных смешиваний (осцилляций) являются смешивания (осцилляций)  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ -мезонов, так как при прямых и обратных переходах  $\pi^\pm$  в  $K^\pm$  в вакууме  $\pi^\pm, K^\pm$  не сходят с массовой поверхности.

Переходы

$$\bar{u}\gamma_5 d, \quad (\bar{d}\gamma_5 u) \xrightarrow{W^\pm, \cos \theta} \bar{u}\gamma_5 d, \quad (\bar{d}\gamma_5 u), \quad (32)$$

т. е.

$$\pi^\pm \rightarrow \pi^\pm,$$

обусловлены стандартными слабыми взаимодействиями и

$$\Delta m(\pi \rightarrow \pi) = \frac{G^2 f_\pi^2 \cos^2 \theta (m_u + m_d)^2 m_\pi}{8\pi} \simeq 2,53 \cdot 10^{-8} \text{эВ}. \quad (32')$$

Однако при учете недиагонального члена в матрице Кабиббо–Кобаяши–Маскавы возможны  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$ -переходы:

$$\bar{u}\gamma_5 d, \quad (\bar{d}\gamma_5 u) \xrightarrow{W^\pm, \sin \theta} \bar{u}\gamma_5 s, \quad (\bar{s}\gamma_5 u). \quad (33)$$

Тогда ( $\text{tg}^2 \theta = 0,056$ )

$$\Delta m(\pi \rightarrow K) = \frac{G^2 f_\pi^2 (m_u + m_d)^2 m_\pi}{8\pi} \sin^2 \theta \simeq 0,8 \cdot 10^{-10} \text{эВ} = 0,8 \cdot 10^{-16} \text{МэВ} \quad (33')$$

и

$$\frac{\Delta m(\pi \rightarrow K)}{\Delta m(\pi \rightarrow \pi)} \simeq 3,2 \cdot 10^{-3},$$

$$L_{\text{osc}}(\pi \rightarrow K) \simeq 1,24 \frac{p_\pi (\text{МэВ})}{\Delta m^2 (\text{эВ}^2)} m = 5,53 \cdot 10^5 p_\pi (\text{ГэВ}) \text{м}. \quad (33'')$$

Выражение (33') получено в предположении, что при переходе  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$  имеет место осцилляция. Если в этом процессе имеет место только переход при отсутствии осцилляций, то время такого перехода можно вычислить, используя выражение (33'), и оно равно

$$\tau_{\pi^\pm \rightarrow K^\pm} = \frac{\hbar h}{\Delta m(\pi^\pm \rightarrow K^\pm)} \simeq 8,22 \cdot 10^{-6} \text{с}, \quad (33''')$$

$$c\tau = 2,47 \cdot 10^5 \text{см}.$$

Выражения (32)–(33''') получены с использованием вышеприведенной диаграммы и правил Фейнмана для процессов  $\pi^\pm \rightarrow \pi^\pm$ - и  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$ -переходов при учете фазового объема.

Очевидно, что такие переходы могут быть только виртуальными. Для того, чтобы сделать эти переходы реальными, необходимо, чтобы  $\pi^\pm$  участвовали во взаимодействиях для передачи импульса и перехода на массовую поверхность  $K^\pm$ -мезонов. Обратный процесс  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm$  можно видеть по распадам  $K^\pm$ -мезонов. Чтобы  $K^\pm$ -мезоны реально переходили в  $\pi^\pm$ -мезоны, также необходимо их участие во взаимодействиях для передачи импульса и перехода на массовую поверхность  $\pi^\pm$ -мезонов. Перейдем к более детальному рассмотрению этого процесса.

## 5. Вероятности $\pi \leftrightarrow K$ -виртуальных переходов (осцилляций) с учетом $\pi$ -мезонных распадов

В отличие от первого варианта, второй вариант перехода  $\pi \leftrightarrow K$  представляет определенный интерес и может использоваться для проверки в экспериментах.

Перейдем к рассмотрению вероятности  $\pi \leftrightarrow K$ -переходов (осцилляций) с учетом  $\pi$ -мезонных распадов [14–17]. Если при  $t = 0$  имеется поток  $N(\pi, 0)$   $\pi$ -мезонов, то за время  $t \neq 0$  этот поток уменьшается, так как  $\pi$ -мезоны распадаются, и тогда поток  $N(\pi, t)$   $\pi$ -мезонов становится равным

$$N(\pi, t) = e^{(-t/\tau_0)} N(\pi, 0), \quad (34)$$

где  $\tau_0 = \tau'_0 E_\pi / m_\pi$ .

Полное выражение для потока  $N(\pi \rightarrow K, t)$   $K$ -мезонов, т. е. вероятность  $\pi \rightarrow K$ -перехода за время  $t$  имеет вид

$$N(\pi \rightarrow K, t) = N(\pi, t) P(\pi \rightarrow K, L), \quad (35)$$

где

$$P(\pi \rightarrow K, L) = \sin^2 \left[ \pi \frac{L}{L_{\text{osc}}} \right], \quad L_{\text{osc}} = \frac{1,24 p_\pi (\text{МэВ})}{|m_1^2 - m_2^2| (\text{эВ}^2)} \text{М} \quad \text{и} \quad m_1^2 - m_2^2 = f_\pi^2 m_\pi^2 G_B.$$

Вероятность для  $\pi \rightarrow K$ -переходов  $P(\pi \rightarrow K, t)$  в подходе, где учитывается обмен  $B$ -бозонами, имеет вид

$$N(\pi \rightarrow K, t) = N(\pi, t) \sin^2 \left[ \frac{\pi ct}{L_{\text{osc}}(\pi \xrightarrow{B} K)} \right] = N(\pi, 0) e^{(-t/\tau_0)} \sin^2 \left[ \frac{\pi ct}{L_{\text{osc}}} \right], \quad (36)$$

где используется  $L_{\text{osc}}$  из (33'').

Кинематика рождения  $K$ -мезонов в квазиупругих процессах рассматривалась автором в работах [15–17].

Так как  $\tau(\pi \rightarrow K) \gg \tau_0$ , при  $t = \tau(\pi \rightarrow K)$  почти все  $\pi$ -мезоны распадутся, следовательно, чтобы определить наиболее эффективное время или расстояния для наблюдения перехода  $\pi \rightarrow K$ , необходимо найти экстремум функции вероятности перехода  $N(\pi \rightarrow K, t)$ , т. е. выражения (36):

$$\frac{dN(\pi \rightarrow K, t)}{dt} = 0. \quad (37)$$

Из (37), используя (36), можно получить следующее:

$$\frac{\pi c \tau_0}{L_{\text{osc}}} = \text{tg} \left[ \frac{\pi ct}{L_{\text{osc}}} \right]. \quad (38)$$

Если учесть, что аргумент в правой части (38) является очень малой величиной, мы можем переписать её в виде

$$\text{tg} \left[ \frac{\pi ct}{L_{\text{osc}}} \right] \simeq \frac{\pi ct}{L_{\text{osc}}}. \quad (39)$$

Используя (38) и (39), находим, что экстремум  $N(\dots)$  достигается при

$$t \cong 2\tau_0. \quad (40)$$

Тогда оптимальное расстояние  $R$  для наблюдения  $\pi \rightarrow K$ -осцилляций равно

$$R = t v_\pi \cong 2\tau_0 v_\pi, \quad (41)$$



и выражение для  $N(\pi \rightarrow K, 2\tau_0)$  имеет вид

$$N(\pi \rightarrow K, 2\tau'_0) = N(\pi, 0) e^{-2} \sin^2 \left[ \frac{2\pi c\tau_0}{L_{osc}} \right] \simeq N(\pi, 0) 1,06 \cdot 10^{-9}, \quad (42)$$

где  $m_u + m_{\bar{d}} \cong 25$  МэВ,  $\text{tg}^2\theta \cong 0,056$ .

Представляет интерес изучение кинематики процесса рождения  $K$ -мезонов.

## 6. Кинематика процесса рождения $K$ -мезона

Приступим к рассмотрению кинематики процесса рождения  $K$ -мезонов [14–17]. Итак, если имеем  $\pi$ -мезоны, то с вероятностью, определяемой выражением (36), они виртуально переходят в  $K$ -мезоны. Если виртуальные  $K$ -мезоны участвуют в квазиупругих сильных взаимодействиях, то они могут стать реальными  $K$ -мезонами, переходя на массовую поверхность. Тогда по распаду  $K$ -мезонов мы можем проверить наличие осцилляций.

Энергетический порог  $E_{\text{thr},\pi}$  квазиупругой реакции

$$\pi^+ + p \rightarrow K^+ + p$$

равен

$$E_{\text{thr},\pi} = 0,61 \text{ ГэВ.}$$

Кроме этой квазиупругой реакции также существуют реакции, в которых  $\pi$ -мезоны будут рождают  $K$ -мезоны в неупругих процессах. Примером такой реакции является следующая:

$$\pi^+ + n \rightarrow K^+ + \Lambda. \quad (43)$$

Энергетический порог  $E_{\text{thr},\pi}^{\text{inel}}$  этой реакции равен

$$E_{\text{thre},\pi}^{\text{inel}} = 0,91 \text{ ГэВ.}$$

Чтобы избежать проблемы с рождением  $K$ -мезонов в неупругих реакциях, очевидно, мы должны использовать  $\pi$ -мезоны с энергией  $E_\pi$  меньшей 0,91 ГэВ, т. е.  $E_\pi$  должна находиться в пределах

$$0,61 \leq E_\pi \leq 0,91 \text{ ГэВ.} \quad (44)$$

Оптимальные расстояния для наблюдения  $\pi \leftrightarrow K$ -осцилляции можно вычислить, используя выражения (41) и (44).

## 7. Заключение

При нарушении странности в слабых взаимодействиях должны возникать смешивания (и переходы) между  $\pi^\pm$ - и  $K^\pm$ -мезонами. Так как массы этих адронов различаются, то такие смешивания (и переходы) должны быть виртуальными. В рамках двух подходов (модели динамической аналогии матриц Кабиббо-Кобаяши-Маскавы и с использованием фазового объема) подсчитывается недиагональный массовый член, ответственный за смешивания мезонов. Показано, что могут иметь место два типа переходов между этими мезонами:  $\pi^\pm$ -мезон может переходить в  $K^\pm$ -мезон с изменением массы и без изменения массы ( $K^\pm$  имеет массу  $\pi^\pm$ ). Вычислены вероятности вакуумных виртуальных переходов (осцилляций)  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$  для двух случаев (в рамках модели динамической аналогии матриц Кабиббо-Кобаяши-Маскавы и с использованием фазового объема) при этом учтены  $\pi^\pm$ -мезонные распады. Произведена оценка оптимального расстояния  $R$  для наблюдения  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$ -перехода. Изучена кинематика процесса рождения  $K^\pm$ -мезона для определения оптимальных энергий для наблюдения этих переходов.

## Литература

1. Review of Part. Prop. Particle Data // Phys. Rev. D. — 1992. — Vol. 45, No 11.
2. Cabibbo N. Unutary Symmetry and leptonic decays // Phys. Rev. Lett. — 1963. — Vol. 10. — P. 531.
3. Kobayashi M., Maskawa K. Remarks on the Unified Model of Elementary Particles // Prog. Theor. Phys. — 1973. — Vol. 49. — P. 652.
4. Beshtoev K. M. Contribution of the weak interaction to the oscillations of  $K^0$  mesons // JINR Commun. E2-93-167. Dubna. — 1993.
5. Beshtoev K. M. Contribution of the weak interaction to the oscillation of  $K^0$  mesons and CP violation // JINR Commun. E2-95-326. Dubna. — 1995.
6. Beshtoev K. M. Contribution of the Weak Interaction to the Oscillation of  $K^0$ -Mesons and CP-Violation // Chinese J. of Phys. — 1996. — Vol. 34. — P. 979.
7. Beshtoev K. M. About  $\pi \leftrightarrow K$  Meson Oscillations // JINR Commun. E2-98-387. Dubna. — 1998.
8. Beshtoev K. M.  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$  Transitions (Oscillations) in the Model of Dynamical Analogy of Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrices // JINR Commun. E2-99-137. Dubna. — 1999.
9. Beshtoev K. M. Dynamical analogy of Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrices // JINR Commun. E2-94-293. Dubna. — 1994.
10. Beshtoev K. M. Dynamical analogy of Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrices // Turkish J. of Phys. — 1996. — Vol. 20. — P. 1245.
11. Beshtoev K. M. Dynamical analogy of the Kobayashi-Maskawa matrix (CP-violation) and an estimation of the creation Cross Section and decay widths of the vector bosons arisen in this case // JINR Commun. E2-95-535. Dubna. — 1995.
12. Beshtoev K. M. Dynamical Analogy of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrices (with CP Violation) // JINR Commun. E2-97-210. Dubna. — 1997.
13. Okun L. B. Leptons and Quarks. — M.: Nauka, 1990.
14. Beshtoev K. M. // Hadronic J. — 2000. — Vol. 23. — P. 295.
15. Beshtoev K. M. // JINR Commun. E2-98-387. Dubna. — 1998.
16. Beshtoev K. M.  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$  Meson Vacuum Transitions (Oscillations) in Diagram Approach in the Model of Dynamical Analogy of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrices // JINR Commun. E2-99-306. Dubna. — 1999.
17. Beshtoev K. M. Real and Virtual  $\pi \leftrightarrow K$  meson Vacuum Transitions (Oscillations) In the Mass Mixings Scheme ... // JINR Commun. E2-2000-229. — 2000.
18. Blatt J. M., Weisskopf V. F. The Theory of Nuclear Reactions // ONR T. R. — Vol. 42.
19. Dubnickova A. Z. et al. Radiative Kaon Decay in Chiral Perturbation Theory, hep-ph/0611175. — 2006.
20. Бештоев Х. М. // Сообщение ОИЯИ P2-96-450. Дубна. — 1996.

UDC 539.123, 539.123.06

### Virtual $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ Transitions (Oscillations) Generated by Weak Interactions which Violate Strangeness, and their Detection

Kh. M. Beshtoev

*Joint Institute for Nuclear Research  
Joliot-Curie str. 6, Dubna, Moscow Region, Russia, 141980*

At strangeness violation by the weak interactions there should arise mixings (transitions) between  $\pi^\pm$  and  $K^\pm$  mesons. Since masses of these hadrons differ, these mixings (transitions) should be virtual. The nondiagonal mass term responsible for such mixing is calculated. It is shown that two types of transitions can take place between these mesons:  $\pi^\pm$  meson is converted into  $K^\pm$  meson with mass changing, and without mass changing ( $K^\pm$  meson has mass of  $\pi^\pm$ ). Probabilities of vacuum  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$  virtual transitions (oscillations) are calculated in

---

two cases (in the framework of model of dynamical analogy of Kabibbo-Kobayashi-Maskawa matrices and with using of phase volume). Also  $\pi^\pm$  meson decays are taken into account. The estimation of optimale distance  $R$  for observation of  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$  transition is made. The kinematics of process of  $K^\pm$ -meson productions, at their transitions on mass shell, is investigated for determination of optimum energies for observation of these transitions.